

LIB A, N° 745.

N° D'ORDRE :  
1517.

# THÈSES

PRÉSENTÉES

## A LA FACULTÉ DES SCIENCES

### DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**M. J. DANYSZ.**

**1<sup>re</sup> THÈSE.** — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES RAYONS  $\gamma$  DE  
LA FAMILLE DU RADIUM.

**2<sup>e</sup> THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 29 juin 1913, devant la Commission d'Examen.

M. BOUTY, *Président*  
M<sup>me</sup> CURIE, *Examineurs*  
M. URBAIN, *Examineurs*

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,  
Quai des Grands-Augustins, 55.

1913







# THÈSES

PRÉSENTÉES

## A LA FACULTÉ DES SCIENCES

### DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**M. J. DANYSZ.**

---

1<sup>re</sup> THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES RAYONS  $\beta$  DE  
LA FAMILLE DU RADIUM.

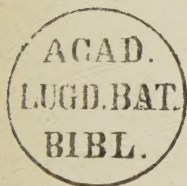
2<sup>e</sup> THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

---

Soutenues le 22 juin 1913, devant la Commission d'Examen.

---

M. BOUTY, *Président*  
M<sup>me</sup> CURIE, } *Examineurs*  
M. URBAIN, }



---

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,  
Quai des Grands-Augustins, 55.

—  
1913



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

A LA MÉMOIRE  
DE  
PIERRE CURIE.

---

A  
MADAME MARIE SKŁODOWSKA-CURIE.

Hommage de profonde reconnaissance  
et de grande admiration.



---

# PREMIÈRE THÈSE.

---

## RECHERCHES EXPÉRIMENTALES

SUR LES

## RAYONS $\beta$ DE LA FAMILLE DU RADIUM.

---

### AVANT-PROPOS.

Dès les débuts de la radioactivité, il fut établi que les rayonnements des corps radioactifs consistent principalement en projectiles électrisés, les uns positivement, appelés *rayons  $\alpha$* , les autres négativement, appelés *rayons  $\beta$* . L'émission de ces projectiles survient à la suite d'une véritable explosion, au cours de laquelle l'atome radioactif se transforme en un atome nouveau. Il existe encore une troisième sorte de rayons, les rayons  $\gamma$ , sur la nature desquels nous ne sommes pas encore définitivement fixés; la plupart des physiciens admettent pourtant que ce sont des pulsations électromagnétiques provenant des violentes perturbations que produisent les explosions radioactives.

Aussitôt, connue la nature corpusculaire des rayons  $\alpha$  et  $\beta$ , on s'est posé à leur sujet divers problèmes que l'on peut faire rentrer dans deux catégories : les premiers sont relatifs à l'émission même de ces rayons; ils ont pour objet la détermination de la nature des projectiles, notamment de leur masse et de leur charge, puis de leur vitesse d'émission, de leur nombre par atome radioactif qui fait explosion. Les problèmes de la deuxième caté-

gorie sont relatifs aux phénomènes de rencontre et de traversée de la matière par les rayons.

En ce qui concerne les rayons  $\alpha$ , ces divers problèmes sont aujourd'hui résolus, au moins dans leurs grandes lignes. Les résultats auxquels ils ont donné lieu, figurent certainement parmi les plus belles découvertes qui aient été faites en Physique au cours des dix dernières années. Il suffit pour s'en rendre compte d'en rappeler quelques-uns.

A la suite des travaux de Ramsay et Soddy, puis de Rutherford et de ses collaborateurs, nous savons maintenant que les particules  $\alpha$  sont toutes des atomes d'hélium, dont la charge positive est égale à deux fois la charge élémentaire; ce résultat a été confirmé par une expérience plus récente de M<sup>me</sup> Curie et de M. A. Debierne (1). L'atome d'hélium apparaît ainsi comme un élément constitutif des atomes radioactifs, et peut-être aussi de tous les atomes en général.

Les particules  $\alpha$  d'un même élément radioactif sont toutes émises avec la même vitesse; leur énergie cinétique, rapportée à 1<sup>re</sup> de matière, est tellement considérable, qu'elles peuvent être observées individuellement. Pour cette raison, l'émission des particules  $\alpha$  a pu être utilisée pour la numération des atomes contenus dans un atome-gramme.

Les phénomènes de traversée de la matière par les rayons  $\alpha$  sont, eux aussi, très bien connus aujourd'hui.

En ce qui concerne les rayons  $\beta$ , nos connaissances sont loin d'être aussi avancées. Nous devons toutefois reconnaître que le plus important des problèmes posés plus haut, celui de la nature des rayons  $\beta$ , est aujourd'hui résolu et que les recherches dont il a été l'objet ont conduit à des conclusions d'une importance considérable en

---

(1) *C. R. Acad. Sc.*, 1910.

physique générale. Tout d'abord P. Curie et M<sup>me</sup> M. Curie ont établi <sup>(1)</sup> que les rayons  $\beta$  transportent avec eux une charge négative. Kaufmann <sup>(2)</sup>, puis Bücherer <sup>(3)</sup> ont déterminé le rapport  $\frac{e}{m}$  de la charge à la masse des rayons  $\beta$ .

Un premier résultat de leurs travaux est que ce rapport  $\frac{e}{m}$  diminue considérablement lorsque l'on considère des particules  $\beta$  de plus en plus rapides. Ce résultat est conforme à la théorie électromagnétique, d'après laquelle la masse d'une particule électrisée en mouvement dépend à la fois de la valeur absolue de la vitesse et de l'angle que fait cette vitesse avec la force qui agit sur la particule; l'accélération n'est pas dirigée en général suivant la force qui la produit; elle ne possède la direction de cette force que dans les deux cas où la force fait avec la vitesse de la particule un angle de  $0^\circ$  ou de  $90^\circ$ . Les rapports de la force à l'accélération sont, dans ces deux cas, des fonctions distinctes de la vitesse de la particule; ces fonctions partent d'une valeur commune  $m_0$  lorsque la vitesse est nulle et deviennent infinies lorsque la vitesse atteint la vitesse  $c$  de la lumière. Elles portent les noms de *masse longitudinale*  $m_l$  et *masse transversale*  $m_t$  de la particule; leurs expressions en fonction de la vitesse dépendent de diverses hypothèses concernant notamment la constitution de la particule.

Les expériences de Bücherer ont établi ce point important que si l'on admet que les particules  $\beta$  ont toutes une même charge, leurs masses transversales croissent avec la vitesse suivant la loi de Lorentz

$$m_t = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

---

<sup>(1)</sup> *Ibid.*

<sup>(2)</sup> *Ann. d. Phys.*, 1906.

<sup>(3)</sup> *Phys. Zeits.*, 1908.

où  $\beta$  est le rapport de la vitesse de la particule à la vitesse de la lumière.

Il est important de remarquer ici que parmi les diverses lois proposées, celle de Lorentz est seule compatible avec le principe de relativité.

Le deuxième résultat des travaux de Kaufmann et Bücherer consiste dans la détermination précise du rapport  $\frac{e}{m}$  pour des particules de faible vitesse; l'ordre de grandeur de ce rapport avait déjà été obtenu par une expérience beaucoup plus ancienne de Henri Becquerel. Le nombre définitivement admis est  $1,77.10^8$  u. e. m.; il est précisément le même que celui qu'on a trouvé dans tous les cas où l'on a eu affaire à des particules électrisées négativement, soit qu'on les ait observées directement (rayons cathodiques, phénomènes de Hertz, d'Édison, ions gazeux négatifs), soit qu'on ait admis leur présence à titre d'hypothèse comme dans le phénomène de Zeemann. On a été ainsi conduit à admettre comme élément constitutif essentiel des atomes cette même particule d'électricité négative mise en évidence dans les phénomènes les plus divers. Les travaux dont il est ici question apportent donc un argument expérimental important en faveur de la conception aujourd'hui fondamentale, d'après laquelle l'électricité négative est constituée par des particules, appelées *électrons*, toutes identiques entre elles.

Nous pouvons observer toutefois que les expériences, en général, n'ont porté que sur le rapport  $\frac{e}{m}$ ; la valeur de  $e$ , charge élémentaire de l'électron, n'a été atteinte elle-même expérimentalement qu'en ce qui concerne les ions gazeux, notamment dans les travaux de Wilson <sup>(1)</sup> et de Millican <sup>(2)</sup>. C'est donc en vertu d'une hypothèse, qui

---

<sup>(1)</sup> *Phil. Trans.*, 1897-1899-1900.

<sup>(2)</sup> *Phys. Rev.*, t. XXXII, 1911.

semble infiniment probable, mais qui n'est pas encore démontrée rigoureusement, que l'on considère que les particules  $\beta$  sont des électrons.

Cette légère restriction étant faite, nous considérerons dans la suite comme définitivement résolue la question de la nature des rayons  $\beta$ , et nous ne nous en occuperons plus.

Les autres problèmes relatifs aux rayons  $\beta$  ont fait l'objet d'un nombre considérable de travaux. Sous forme d'Introduction, je me suis proposé de donner une étude critique, aussi brève que possible, des résultats obtenus jusqu'en 1911, date à laquelle ont été commencées les expériences ici décrites. Le travail que j'ai entrepris alors a eu pour but d'élucider certains points demeurés obscurs au sujet de l'émission des rayons  $\beta$  de la radioactivité induite du radium. Il a été effectué au laboratoire de M<sup>me</sup> Curie. Je dois à l'organisation générale de ce laboratoire, à l'aide que j'y ai trouvée partout autour de moi, d'avoir évité bien des tâtonnements et gagné ainsi beaucoup de temps. J'ai pu en particulier utiliser quelques excellentes méthodes de technique expérimentale, établies depuis longtemps par M<sup>me</sup> Curie, par M. André Debierne, et qui y sont aujourd'hui d'un usage courant.

Il m'est tout particulièrement agréable d'exprimer la profonde reconnaissance que je dois à M<sup>me</sup> Curie, pour la grande bienveillance avec laquelle elle m'a accueilli dans son laboratoire, les conseils et les encouragements par lesquels elle m'a guidé tout le long de ce travail.

Je dois également beaucoup à M. A. Debierne, dont les conversations m'ont souvent amené à modifier d'une façon heureuse mes dispositifs expérimentaux.

Je remercie enfin M. L. Ragot, mécanicien du laboratoire de M<sup>me</sup> Curie, pour le soin qu'il a apporté dans la construction de nombreux appareils dont je me suis servi.

## INTRODUCTION.

Exposé sommaire de l'histoire de la question  
des rayons  $\beta$ .

Dans les recherches sur les rayons  $\beta$ , les méthodes employées reposent sur les trois propriétés fondamentales de ces rayons, à savoir d'impressionner les plaques photographiques, de transporter une charge négative et d'ioniser les gaz qu'ils traversent. Je dirai d'abord quelques mots de ces trois méthodes et j'examinerai ensuite de quelle manière elles ont été appliquées à la résolution des problèmes énoncés plus haut.

## I. — MÉTHODES D'ÉTUDE.

1. *Méthode radiographique.* — La propriété des rayons de l'uranium d'agir sur les plaques photographiques constitue la première manifestation par laquelle les phénomènes de la radioactivité nous furent révélés. Henri Becquerel, qui la découvrit, l'utilisa le premier pour étudier les nouveaux rayons : nous lui devons une série de très belles radiographies <sup>(1)</sup>, qui illustrent de façon très suggestive les divers phénomènes qui se produisent lorsque les rayons rencontrent ou traversent la matière, en particulier leur réflexion, leur diffusion, la production de rayons secondaires, etc. ; les conclusions de cette étude sont seulement qualitatives, mais elles sont très sûres et peuvent rendre les plus grands services à titre d'indications préliminaires, à ceux qui entreprennent sur les rayons  $\beta$  des recherches plus précises.

La méthode radiographique a trouvé son emploi le plus important dans l'étude des déviations des rayons  $\beta$  par

---

(<sup>1</sup>) *C. R. Acad. Sc.*, 1896.

un champ électrique ou un champ magnétique : on dispose des plaques photographiques sur le trajet des rayons ; au moyen des impressions produites, on peut déterminer la grandeur des déviations subies par les rayons : les théories de l'électromagnétisme permettent alors de déduire de ces deux déviations les valeurs de  $\frac{e}{m}$  et de  $v$ , vitesse des rayons  $\beta$ . Cette méthode est susceptible d'une précision très grande, et c'est certainement la plus commode pour la détermination de ces deux grandeurs.

Son inconvénient le plus sérieux est de nécessiter l'emploi de quantités relativement considérables de substances radioactives : par exemple, si l'on veut étudier les rayons  $\beta$  de la famille du radium, il faut disposer d'au moins 0,0005<sup>g</sup> de radium, sans quoi on est obligé de faire des poses très longues, au courant desquelles les conditions de l'expérience sont difficilement maintenues constantes.

2. *Utilisation de la charge des rayons.* — On peut recueillir les rayons  $\beta$  dans un cylindre de Faraday convenablement isolé et relié à un appareil électrométrique, tel qu'un électroscope ou un électromètre. On observe ainsi la charge des rayons  $\beta$ . En se plaçant dans des conditions expérimentales variées, notamment en produisant des champs électriques ou magnétiques convenables, on peut soit déterminer la charge totale des rayons émis par une quantité donnée de substance radioactive, soit étudier la distribution des rayons entre les diverses vitesses.

La grande difficulté de ces expériences vient de la petitesse des courants que l'on a à mesurer, et de l'importance, par rapport à ces derniers, de courants étrangers, de nature secondaire provenant soit de l'ionisation des gaz présents dans l'appareil, soit des rayons secondaires

lents, arrachés aux parois des récipients sous l'action des rayons de la source radioactive. Cette méthode exige des quantités de substance radioactive encore plus grandes que la précédente.

3. *Méthodes basées sur l'ionisation par les rayons  $\beta$ .* —

Les deux méthodes précédentes ont certaines causes d'erreur, qui viennent principalement de ce que les effets observés ne sont pas dus entièrement aux rayons  $\beta$  que l'on étudie; il faut donc se rendre compte de la part qu'y prennent les influences étrangères : il résulte de là une correction souvent difficile à faire. Mais les résultats, une fois obtenus, sont d'une interprétation très facile et très sûre. Il n'en est pas de même, comme on va le voir de la troisième méthode.

Le plus grand nombre de travaux effectués sur les rayons  $\beta$  sont basés sur l'ionisation que les rayons  $\beta$  produisent dans les gaz qu'ils traversent. Ces expériences reposent essentiellement sur l'hypothèse d'après laquelle l'ionisation produite dans un condensateur par les rayons  $\beta$  serait la mesure de l'intensité de ces derniers. Cette hypothèse, admissible dans bien des cas particuliers, a été étendue à des cas, où elle n'est plus du tout légitime : par exemple, elle a servi de base à l'étude de l'absorption des rayons  $\beta$  par la matière, et l'on verra que les résultats de cette étude n'ont pas donné de conclusion définitive, à cause des contradictions très nombreuses auxquelles ils ont donné lieu.

La méthode, basée sur l'ionisation produite par les rayons  $\beta$ , exigerait une étude préalable précise de la façon dont cette ionisation dépend de la vitesse des rayons  $\beta$  et de diverses conditions expérimentales dans lesquelles elle se produit. Or cette étude n'a pas été faite jusqu'à présent d'une façon satisfaisante.

Cette dernière méthode est pourtant précieuse, parce

que c'est de beaucoup le plus sensible : elle peut être employée d'une façon commode avec des quantités de matière radioactive très faibles, c'est-à-dire dans des cas où les deux autres méthodes seraient absolument inutilisables.

## II. — RÉSULTATS OBTENUS JUSQU'À CES DERNIERS TEMPS.

4. Dans un grand nombre de travaux sur les rayons  $\beta$ , des conclusions importantes ont été déduites uniquement de l'étude des phénomènes de passage des rayons  $\beta$  à travers la matière.

Le principe des expériences faites sur ce sujet était invariablement le suivant : les rayons  $\beta$ , issus d'une source radioactive déterminée, produisaient dans un condensateur une ionisation que l'on mesurait au moyen de dispositifs électrométriques convenables. Les rayons pénétraient dans ce condensateur à travers une feuille métallique mince, on interposait entre la source et le condensateur des écrans d'épaisseur croissante et l'on traçait la courbe de l'ionisation produite, en fonction de l'épaisseur de l'écran. Les résultats obtenus furent particulièrement simples dans les cas où la source radioactive ne contenait qu'un seul élément radioactif doué de rayons  $\beta$ ; en effet, ils se traduisaient par la loi.

$$(1) \quad I = I_0 e^{-\lambda x},$$

où  $I_0$  est l'ionisation produite sans interposition d'écrans,

$I$  est l'ionisation observée après la traversée d'un écran d'épaisseur  $x$ ,

$\lambda$  un coefficient qui ne dépend que de la nature de l'écran et des rayons  $\beta$  étudiés.

La loi exponentielle exprimée par l'équation ci-dessus fut vérifiée avec une assez bonne précision en ce qui concerne les rayons  $\beta$  des trois corps suivants :  $\text{Ur X}$ ,  $\text{Ra E}$ ,

Ac D, qui sont actuellement les seuls corps que l'on puisse obtenir facilement, séparés d'autres éléments radioactifs doués de rayons  $\beta$ . Sur la figure 1 sont reproduites des

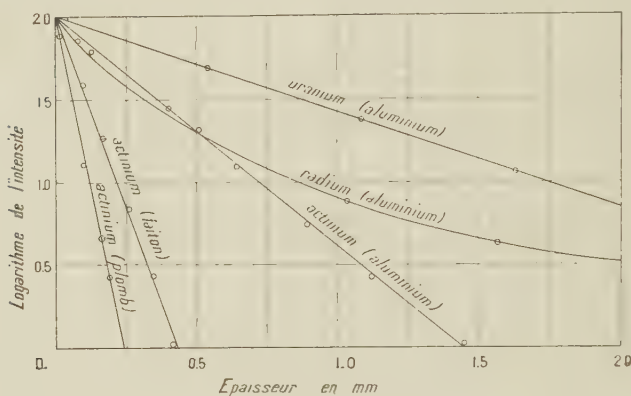


Fig. 1.

courbes obtenues par M. Godlewski <sup>(1)</sup> et dans lesquelles les ordonnées représentent les logarithmes des ionisations, et les abscisses les épaisseurs de matière traversées; conformément à l'équation (1), ces courbes doivent être des droites: il est vraiment remarquable de constater qu'il en est bien ainsi, avec une grande précision, dans le cas des rayons de l'actinium et de l'uranium; les droites relatives à l'actinium comprennent un domaine de variation de l'intensité de l'ionisation de 100 à 1. Dans le cas du radium, la courbe est incurvée, mais alors on a affaire à un mélange d'éléments radioactifs dont plusieurs sont doués de rayons  $\beta$ . Les rayons du Ra E furent étudiés par M. H.-W. Schmidt <sup>(2)</sup>, et là aussi le résultat fut une loi exponentielle.

<sup>(1)</sup> GODLEWSKI, *Sur l'absorption des rayons  $\beta$  et  $\gamma$  de l'actinium* (*Phil. Mag.*, t. X, septembre 1905, p. 375-379).

<sup>(2)</sup> H.-W. SCHMIDT, *Recherches sur les rayons  $\beta$  du radium E* (*Physik. Zeits.*, 1907).

Au point de vue physique, la loi exponentielle signifie que chaque couche d'un écran absorbe une fraction du rayonnement incident proportionnelle à son épaisseur et indépendante de l'épaisseur déjà traversée. La loi exponentielle est donc un argument en faveur de l'hypothèse d'après laquelle le rayonnement n'est pas sensiblement modifié par la traversée de la matière, et que son absorption, mise en évidence par la diminution de l'ionisation observée, provient uniquement de l'arrêt des particules  $\beta$ .

D'autre part, on découvrait en ce temps que les particules  $\alpha$  d'un même élément radioactif possèdent toutes sensiblement la même vitesse d'émission. Par analogie, on crut pouvoir faire la même hypothèse en ce qui concerne les rayons  $\beta$  : c'était certainement la plus simple, et rien, à ce moment, ne le contredisait. C'est alors que fut érigée la théorie que j'appellerai *la théorie de la loi exponentielle* à la base de laquelle figuraient, en plus des quelques hypothèses secondaires énoncées ci-dessus, les deux hypothèses suivantes :

1° Les rayons  $\beta$  émis par les atomes d'un élément radioactif donné possèdent tous la même vitesse initiale; ils constituent ce qu'on appelle un *faisceau homogène*.

2° Un faisceau homogène est absorbé par la matière suivant une loi exponentielle simple, exprimée par une équation telle que (1)

$$I = I_0 e^{-\lambda x}.$$

5. Cette théorie eut au début un grand succès en raison de sa grande simplicité; elle fut d'ailleurs très féconde par la quantité considérable de travaux qu'elle inspira et quelques résultats très importants auxquels elle conduisit.

Quelques expériences apportaient en sa faveur des argu-

ments sérieux : en premier lieu, en étudiant le spectre magnétique des rayons  $\beta$  de l'actinium, M. A. Debiérne <sup>(1)</sup> observa une bande unique, ce qui signifie que ces rayons ont tous sensiblement la même vitesse ; or, M. Godlewski a vérifié avec une grande précision que ces rayons s'absorbent suivant une loi exponentielle.

Au courant de recherches sur la charge des rayons  $\beta$  du radium. Makower <sup>(2)</sup> établit que l'affaiblissement de l'ionisation produite par les rayons  $\beta$  issus d'une source radioactive, lorsqu'on interpose des écrans d'épaisseur croissante sur le trajet des rayons, peut très bien s'expliquer par l'arrêt, par la matière, des particules  $\beta$ .

W. Schmidt <sup>(3)</sup> détermine la vitesse des rayons  $\beta$  du

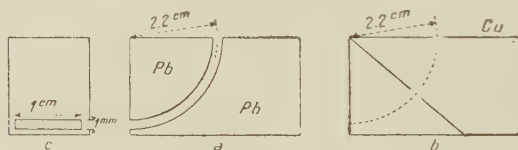


Fig. 2.

Ra E et de l'uranium X de la manière suivante : il définit un canal circulaire, soit en le creusant dans un bloc de plomb (fig. 2, a), soit en disposant convenablement des diaphragmes en cuivre (fig. 2 b) ; la section de ce canal est un rectangle de 2<sup>mm</sup> sur 10<sup>mm</sup> (fig. 2, c). A une extrémité du canal était placée la substance radioactive, à l'autre extrémité une chambre d'ionisation. Un champ magnétique uniforme était produit parallèlement à la grande dimension de la section du canal, et, pour des valeurs croissantes du champ, on mesurait les ionisations produites. Les courbes obtenues avec le Ra E sont repré-

(<sup>1</sup>) DEBIERNE, *Sur quelques propriétés de l'actinium* (Physik. Zeits., t. VII, 1905, p. 4-16).

(<sup>2</sup>) MAKOWER, *Phil. Mag.*, 1909.

(<sup>3</sup>) SCHMIDT, *Sur les rayons  $\beta$  du radium E* (Physik. Zeits., 1907); *Sur les rayons  $\beta$  de l'uranium X* (Physik. Zeits., 1909).

sentées figure 3, courbes 1 et 2; comme on le voit, ces courbes présentent un maximum très prononcé et correspondant sensiblement au même champ magnétique.

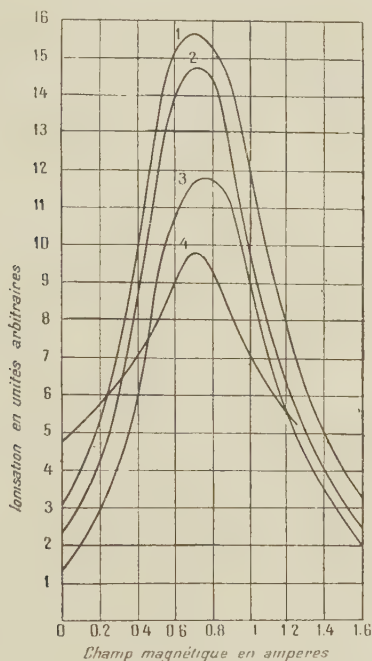


Fig. 3.

1. Diaphragme en plomb, aucun écran absorbant.
2. Diaphragme en cuivre, aucun écran absorbant.
3. » » écran d'Al 0,095.
4. » » écran d'Al 0,507 : les ordonnées sont agrandies 10 fois.

Ce champ magnétique est considéré comme caractérisant la vitesse des rayons  $\beta$  étudiés; si l'on tient compte en outre de la valeur du diamètre des canaux circulaires, il est facile de calculer la vitesse des rayons  $\beta$ .

Si, sur le trajet de ces rayons, entre la source et l'entrée du canal, on dispose un écran, on constate que l'aspect

général de la courbe n'est pas modifié (*fig. 3*, courbes 3 et 4) : les ordonnées sont seulement plus petites; mais, ce qui est très important, le maximum de la courbe se produit pour le même champ magnétique pour lequel il se produisait en l'absence de tout écran. Ces résultats semblent bien indiquer que la vitesse des rayons n'est pas sensiblement diminuée, quand ils traversent la matière, mais qu'ils sont seulement arrêtés par elle, ainsi que le démontre l'expérience de Makower.

Enfin les radiographies de H. Becquerel confirmaient qualitativement cette dernière conclusion, en montrant qu'après la traversée d'un écran, des rayons  $\beta$ , placés dans un champ magnétique, décrivent un cercle à peu près de même courbure qu'avant.

6. A la suite de ces expériences, la théorie de la *loi exponentielle* semblait suffisamment établie; elle devenait un précieux moyen d'investigation : l'étude de l'absorption des rayons  $\beta$  d'une substance radioactive quelconque permettait pour ainsi dire d'analyser ce rayonnement, en le décomposant en faisceaux *homogènes* s'absorbant chacun suivant une loi exponentielle. Du même coup, on analysait la substance radioactive, et l'on pouvait même espérer se servir de ce moyen pour découvrir de nouveaux corps radioactifs. C'est ainsi, par exemple, que M. O. Hahn a pu analyser les rayons  $\beta$  des radioactivités induites du thorium et de l'actinium, et partager le rayonnement total observé entre les divers termes qui constituent ces radioactivités induites.

D'un autre côté, on se demanda quel est le sens physique de la constante  $\lambda$  et l'on chercha à trouver une relation entre les valeurs de cette constante pour diverses matières absorbantes, et les poids atomiques ou les densités de ces substances.

Le premier résultat intéressant obtenu dans cette voie

est dû à Strutt qui observa que le coefficient  $\lambda$  est sensiblement proportionnel à la densité de l'écran; Crowther <sup>(1)</sup> précisa ce résultat en concluant que le rapport  $\frac{\lambda}{d}$  serait une fonction périodique du poids atomique  $p$  de l'élément absorbant, les périodes correspondant aux groupes de la classification de Mendeleïeff. Le coefficient d'absorption par atome-gramme aurait donc la valeur  $\frac{\lambda p}{d}$ ; dans le cas d'un corps composé, le coefficient d'absorption se déterminerait par l'équation

$$\frac{\lambda' m}{d} = \Sigma n_i p_i \frac{\lambda_i}{d_i},$$

où  $m$  est le poids moléculaire de l'écran étudié;  $p_i$ ,  $\lambda_i$ ,  $d_i$  le poids atomique, la constante d'absorption et la densité d'un des éléments qui constituent l'écran;  $n_i$  l'exposant sous lequel cet élément figure dans la formule chimique de l'écran.

7. Des difficultés se présentèrent bientôt. Une étude très complète de la traversée de la matière fut entreprise par Schmidt <sup>(2)</sup>.

Il se trouva d'abord que l'absorption n'obéit pas exactement à une loi exponentielle, notamment dans les cas simples du Ra E et de l'Ur X : au début, pour de petites épaisseurs de matière, il se produit une absorption initiale beaucoup trop considérable, et à la fin de la couche l'absorption est trop faible. Cette grande absorption initiale fut interprétée en faisant deux hypothèses : dans certains cas il fut possible d'admettre qu'au rayonnement principal il se superpose un rayonnement très absorbable; mais d'une manière générale, cette absorption

<sup>(1)</sup> CROWTHER, *Phil. Mag.*, 1906.

<sup>(2)</sup> SCHMIDT, *Physik. Zeits.*, 1906-1907-1909-1910.

initiale fut expliquée en admettant une réflexion des particules  $\beta$  qui produirait un effet particulièrement sensible dans les premières couches de la matière traversée. En tenant compte de ce phénomène de réflexion, qui ramènerait en arrière une partie des rayons  $\beta$ , Schmidt put représenter, d'une façon convenable, l'ensemble des phénomènes de traversée de la matière; il dut pour cela admettre ce qui suit : le rayonnement d'intensité  $i$  subit dans une couche  $dx$  une absorption  $\alpha i dx$  et une réflexion en arrière  $\beta i dx$ ;  $\alpha$  et  $\beta$  étant les coefficients d'absorption et de réflexion. Ces coefficients présentent avec la densité  $d$  et le poids atomique  $p$  les relations suivantes :

$$\frac{\alpha}{d} \sqrt[3]{p} = c_1, \quad \frac{\beta}{pd} = c_2,$$

où  $c_1$  et  $c_2$  sont des constantes universelles qui font intervenir la section de l'atome et le nombre d'électrons dans un atome.

Dans le cas où l'écran absorbant est un corps composé, les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ , ramenés à une molécule-gramme, se calculent en ajoutant les coefficients correspondants relatifs aux atomes constitutifs, chacun de ces derniers étant pris autant de fois que l'atome correspondant est compris dans la molécule du corps absorbant.

Cette théorie conduit à cette conclusion, qu'après avoir traversé une faible épaisseur de matière, les rayons  $\beta$  s'absorbent suivant une loi exponentielle simple; le coefficient  $\lambda$  de cette exponentielle est une fonction assez compliquée des deux coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ ; si l'écran étudié est un corps composé, on peut calculer le coefficient  $\lambda$  correspondant du moment où l'on connaît les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  des éléments constitutifs de l'écran. Or il se trouve que le coefficient  $\lambda$  ainsi obtenu ne possède pas du tout les propriétés d'additivité des coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  : il y a donc ici une première contradiction avec les

résultats de Crowther, et elle est bien difficile à expliquer, étant donnée la précision obtenue dans les deux travaux. Des contradictions bien plus graves devaient bientôt se produire et ébranler la théorie.

En 1909, M. W. Wilson <sup>(1)</sup> fit paraître un travail mettant en doute les propositions fondamentales de la théorie : au moyen d'un dispositif analogue à celui de la figure 2 b, il réalisait grossièrement un faisceau de rayons  $\beta$  de même vitesse; à une extrémité du canal se trouvait la source radioactive, constituée par une ampoule de radium; à l'autre extrémité, une chambre d'ionisation, à l'entrée de laquelle les rayons rencontraient un écran d'épaisseur variable. Le champ magnétique étant fixé et constant, W. Wilson trace la courbe d'absorption des rayons qui peuvent parcourir le canal. Il trouve une ligne droite et non pas une exponentielle; l'inclinaison de cette ligne droite est d'autant plus grande que le champ magnétique est plus faible, ce qui signifie que les rayons  $\beta$  sont d'autant plus absorbés qu'ils sont plus lents. M. W. Wilson a refait aussi les courbes de Schmidt (fig. 3), en plaçant l'écran soit devant la chambre, soit à l'entrée du canal à la suite de la source radioactive : dans le premier cas, les ordonnées se trouvaient diminuées, mais le maximum avait la même abscisse qu'en l'absence d'écran; dans le deuxième cas, en plus de la diminution des ordonnées, on observe un déplacement du maximum vers les champs magnétiques faibles.

Wilson conclut de là que les rayons  $\beta$  vraiment homogènes ne s'absorbent pas suivant une loi exponentielle, et qu'ensuite ils subissent une perte de vitesse très sensible en traversant une épaisseur, même faible, de matière. Ainsi, des rayons ayant une vitesse initiale de  $2,86.10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$  ne posséderaient plus, après avoir traversé une épaisseur

---

(1) W. WILSON, *Proc. Roy. Soc.*, 1909.

d'aluminium de 1<sup>mm</sup>,8, qu'une vitesse de  $2,43.10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ .

8. Ces résultats furent vivement contestés, notamment par Hahn qui entreprit de vérifier directement si l'émission des rayons  $\beta$  se fait par faisceaux homogènes obéissant à la loi exponentielle. Il employa dans ce but le procédé radiographique <sup>(1)</sup>; d'après ses premiers résultats, il crut pouvoir conclure que le dépôt radioactif du thorium émet cinq faisceaux distincts et homogènes de rayons  $\beta$ ; le mésothorium six faisceaux, dont quatre seraient homogènes et dont deux posséderaient des vitesses diverses comprises entre des limites sensiblement éloignées. Ces résultats sont conformes à la théorie, puisque pour ces corps les lois d'absorption ne sont pas des exponentielles simples; ce qui est plus important, c'est que, dans ce même travail, l'auteur trouve un seul faisceau, qui semble assez bien défini pour le RaE, ce qui était une confirmation très sérieuse de la théorie.

Presque en même temps Crowther <sup>(2)</sup> reproduit les expériences de W. Wilson, à peu près dans les mêmes conditions, au cours d'un travail sur la dispersion des rayons  $\beta$  par la matière : il trouve qu'après avoir traversé une épaisseur suffisante de matière, un faisceau homogène de rayons  $\beta$  suit exactement la loi exponentielle; seulement à son début, la courbe, au lieu d'indiquer une absorption beaucoup plus grande, ainsi que l'exigent les expériences de Schmidt, se trouve être tangente à une droite parallèle à l'axe des épaisseurs. Entre le début et la partie exponentielle est un point d'inflexion, correspondant à une portion assez grande de la courbe qui est ainsi à peu près rectiligne dans cette région. D'après Crowther, ce serait cette portion qu'aurait observée W. Wilson.

<sup>(1)</sup> HAHN, *Ver. d. d. phys. Gesell.*, t. XII, 1910, p. 468-474.

<sup>(2)</sup> CROWTHER, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXIV, 1910, p. 226.

M. Gray <sup>(1)</sup> étudie les spectres magnétiques des rayons  $\beta$  du RaE et d'un tube rempli d'émanation du radium en équilibre avec Ra A, B, C; dans les deux cas il trouve une large bande, montrant ainsi que les rayons  $\beta$  émis par ces deux sources ont toutes les vitesses possibles entre des limites éloignées. En ce qui concerne les rayons du Ra E, il trouve que leur vitesse moyenne est à peu près celle qu'avait obtenue auparavant M. W. Schmidt.

Reprenant leurs expériences radiographiques sur les rayons  $\beta$  de la radioactivité induite du thorium, O. v. Baeyer, Hahn et M<sup>lle</sup> Meitner <sup>(2)</sup> trouvent qu'en traversant la matière les rayons subissent un léger ralentissement.

9. Tout ce qui précède montre que les phénomènes de passage des rayons  $\beta$  à travers la matière sont bien mal connus et qu'ils ne peuvent pas, d'une manière légitime, être pris à la base d'une théorie des rayons  $\beta$ . La loi exponentielle apparaît, à la suite de ces travaux, non pas comme une propriété élémentaire et simple des rayons, mais bien plutôt comme le résultat de phénomènes très complexes.

En effet, en raison de leur grande charge par rapport à leur masse, les particules  $\beta$  subissent d'une façon très intense l'action des champs électromagnétiques. Lorsqu'ils traversent les atomes, ils y rencontrent des champs électromagnétiques puissants qui les ralentissent et les dévient de leurs directions initiales. Ces changements dépendent d'ailleurs de la vitesse des rayons et sont d'autant plus grands que la vitesse est plus faible; il en résulte, d'une manière générale, qu'un faisceau de rayons parallèles et de même vitesse n'a plus ni direction ni vitesse définies lorsqu'il a traversé un écran. La loi exponentielle d'absorption serait l'expression d'une sorte

---

<sup>(1)</sup> *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXIV, 1910.

<sup>(2)</sup> *Physik. Zeits.*, t. XII, 1911.

d'état de régime qui s'établirait entre ces divers phénomènes lorsqu'un faisceau de rayons se propage à travers un écran.

Un fait certain, c'est que les recherches basées sur cette loi exponentielle ne donnèrent aucune réponse définitive à la question de la composition du rayonnement  $\beta$  du radium et de la traversée de la matière.

Les travaux de O. Hahn, O. v. Baeyer et M<sup>lle</sup> Meitner ont seuls donné des résultats sûrs, en ce qui concerne la famille du thorium, et cela grâce à l'emploi de la méthode radiographique. En ce qui concerne la famille du radium, ces mêmes auteurs ont montré que le radium au minimum ainsi que le Ra D émettent chacun deux faisceaux homogènes de rayons  $\beta$ . Pour ce qui est des rayons  $\beta$  de la radioactivité induite, on doit s'en tenir aux résultats obtenus autrefois par Becquerel, puis par Kaufmann et Bücherer, à savoir qu'ils possèdent toutes les vitesses possibles depuis les vitesses des rayons cathodiques ordinaires (environ un tiers de la vitesse de la lumière) jusqu'à des vitesses très voisines de celle de la lumière. Quant aux rayons du Ra E, le point de savoir s'ils sont homogènes ou non était à décider.

10. *Expériences de charge.* — Après avoir examiné les résultats obtenus par les méthodes d'ionisation et de radiographie, voyons maintenant ce qu'ont donné les expériences portant sur la charge des rayons.

Ces expériences ont eu pour but soit la détermination de la charge totale emportée par les rayons  $\beta$  d'une quantité donnée de substance radioactive, soit l'étude de la répartition des rayons entre les diverses vitesses. Parmi les premières, la plus importante est celle de Makower : cet auteur a pris comme source radioactive un tube de verre rempli d'émanation du radium, dont les parois avaient l'épaisseur juste suffisante pour arrêter

les rayons  $\alpha$ . Ce tube, argenté extérieurement, constituait l'électrode intérieure d'un condensateur cylindrique; l'armature cylindrique était réunie à un électromètre et recevait les charges émises par le tube sous forme de rayons  $\beta$ . L'ensemble était placé dans un vide très avancé, de manière à éviter l'ionisation de l'air. Makower trouva, à la suite de ce travail, que la quantité de Ra B et C en équilibre avec  $1^g$  de radium émet  $10^{17}$  particules  $\beta$  par seconde. D'autre part, on sait que Rutherford a trouvé que le Ra C en équilibre avec  $1^g$  de radium émet par seconde  $3,4 \cdot 10^{10}$  particules  $\alpha$ ; on peut donc conclure de ces travaux que, dans le rayonnement produit par la radioactivité induite du radium, les Ra B et C émettent 3 particules  $\beta$  pour 1 particule  $\alpha$ . Le principe même de l'expérience de Makower est à l'abri de toute critique, mais le résultat qu'il a donné comporte une correction extrêmement difficile à évaluer et relative à l'absorption par les parois du tube des rayons  $\beta$  les plus lents.

Pour déterminer cette correction, Makower a construit la courbe d'absorption des rayons issus du tube d'émanation à travers du verre identique à celui du tube et il a extrapolé vers les épaisseurs petites : cette façon d'opérer n'est pas très sûre, depuis que l'on sait, à la suite des travaux de Schmidt, que le Ra B émet des rayons  $\beta$  très mous, entièrement absorbés par des épaisseurs de matière qui suffisent pour arrêter les rayons  $\alpha$ . Le nombre de Makower peut être considéré, dans tous les cas, comme une borne inférieure pour le nombre des particules  $\beta$  des Ra B et C.

La composition des rayons  $\beta$  a été étudiée par Paschen <sup>(1)</sup> : la source radioactive est un tube étroit et à parois minces (épaisseur  $0^{mm},5$ ) contenant  $15^{mg}$  de bromure de radium. Autour de ce tube sont disposées des ailettes planes, dont le plan passe par l'axe du tube.

---

(<sup>1</sup>) PASCHEN, *Ann. d. Physik.*, 1904.

Un champ magnétique est produit parallèlement au tube : seuls des rayons d'une vitesse déterminée peuvent sortir hors du système d'ailettes ; ils sont arrêtés par un cylindre extérieur portant un électroscope. Le tout est placé dans une enceinte conductrice à l'intérieur de laquelle on réalise un vide très avancé ; le système d'ailettes et le tube sont mis au sol. La déviation de la famille de l'électroscope indique l'arrivée des charges sur le cylindre récepteur et sert de mesure à ces dernières.

M. Paschen a construit la courbe représentant la charge reçue par le cylindre en fonction du champ magnétique (voir *fig. 4*, courbe I). On peut facilement se rendre

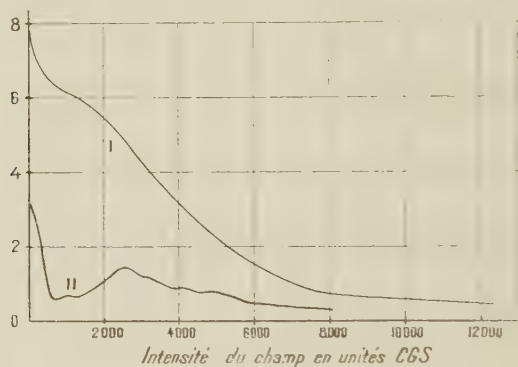


Fig. 4.

compte que cette courbe ne donne aucune preuve de l'existence de faisceaux distincts : on trouve plutôt une distribution de rayons  $\beta$  d'intensité décroissant constamment et régulièrement lorsque la vitesse augmente <sup>(1)</sup>. Ce résultat est absolument conforme à celui qu'avait obtenu Becquerel par le procédé radiographique.

11. Cette rapide esquisse suffit pour montrer l'état de la question au moment où fut commencé le présent

<sup>(1)</sup> La courbe II, dans laquelle on porte en ordonnées la dérivée de la courbe I, semble donner quelques indices en faveur de l'hypothèse de faisceaux distincts.

travail (juillet 1911). Nous pouvons résumer en quelques lignes les points principaux de cette étude :

*a.* Au sujet de la traversée de la matière par les rayons  $\beta$ , le seul fait acquis est que les rayons  $\beta$  de certains éléments s'absorbent approximativement suivant une loi exponentielle; c'est un fait expérimental dont il n'existe pas encore d'interprétation simple. La question du ralentissement des rayons par la matière n'a été examinée que d'une manière qualitative et les résultats obtenus ne semblent pas concordants.

*b.* Le nombre d'électrons émis par les corps radioactifs sous forme de rayons  $\beta$  n'a été évalué que dans le cas de la radioactivité induite du radium; on peut affirmer, à la suite du travail de Makower, qu'à l'ensemble d'un atome de Ra B et d'un atome de Ra C, il revient <sup>(1)</sup> certainement au moins 3 particules  $\beta$ .

*c.* En ce qui concerne la vitesse d'émission des rayons  $\beta$ , l'existence de faisceaux bien homogènes, à côté d'autres faisceaux hétérogènes, est mise en évidence par Hahn, v. Baeyer et M<sup>lle</sup> Meitner dans le cas des éléments radioactifs de la famille du thorium, du radium au minimum, et du Ra D. Dans les cas de la radioactivité induite du radium, on sait qu'il existe des rayons  $\beta$  de vitesses fort diverses, comprises entre des limites très éloignées, mais on ne peut décider si ces rayons forment ou non un groupe de faisceaux homogènes distincts. Le cas du Ra E a donné lieu, lui aussi, à des conclusions contradictoires, de sorte qu'on ne peut rien décider au sujet de l'homogénéité des rayons de cet élément.

Nous voyons ainsi que presque toutes les solutions apportées aux problèmes de la composition des rayons

---

<sup>(1)</sup> On sait, en effet, que l'émission des particules  $\alpha$  se fait de manière que chaque atome perde une particule  $\alpha$  au moment de son explosion.

et de la traversée de la matière ont besoin d'être complétées ou précisées.

Un cas dont l'étude m'a semblé particulièrement intéressante est celui de la radioactivité induite du radium, parce qu'il donne lieu à l'examen de la question des rayons  $\beta$  dans tout son ensemble : on doit en effet, dans ce cas, reprendre les vieilles expériences de Becquerel, dans des conditions meilleures, de manière à obtenir un résultat décisif sur la composition de ces rayons. Ceux-ci étant bien connus peuvent ensuite servir de sources pour l'examen de tous les points demeurés obscurs et incertains à la suite des travaux qui viennent ici d'être résumés.

Le présent travail contient seulement les premiers résultats que j'ai obtenus dans l'exécution de ce vaste programme.

Dans un premier Chapitre, j'expose l'étude, plutôt qualitative, de la composition des rayons  $\beta$  de la radioactivité induite du radium.

Je mets ainsi en évidence un grand nombre de faisceaux homogènes, distincts; la détermination aussi précise que possible de leurs vitesses fait l'objet du deuxième Chapitre. Ce Chapitre comprend aussi l'étude du ralentissement des rayons  $\beta$  par la matière.

Un troisième et dernier Chapitre est relatif à la détermination de la charge des rayons  $\beta$  émis par les Ra B et C. Il a été fait en collaboration avec M. William Duane.

## CHAPITRE I.

### Étude qualitative du spectre magnétique des rayons $\beta$ de la radioactivité induite du radium.

*Constitution de la source radioactive.* — La substance radioactive utilisée dans mes expériences est l'émanation du radium.

En se détruisant spontanément, l'émanation donne naissance à toute la série des termes radioactifs de la famille du radium, du Ra A jusqu'au polonium, ou Ra F. Les trois premiers, les Ra A, B, C, dont les vies moyennes sont très courtes par rapport à celle de l'émanation constituent la radioactivité induite. Si l'on enferme dans un récipient de l'émanation du radium, ces trois éléments se mettent en peu de temps, environ 3 heures, en équilibre radioactif avec l'émanation, et, dès ce moment, ils disparaissent suivant la même loi que cette dernière, c'est-à-dire qu'ils diminuent de moitié tous les quatre jours. En raison de sa constante de temps, l'émanation donne des sources radioactives d'un emploi extrêmement commode : sa vitesse de destruction est en effet assez petite pour qu'une même prise d'émanation puisse servir pendant une dizaine de jours, pendant lesquels la radioactivité diminue environ dans le rapport de 5 à 1 ; d'autre part, cette vitesse est assez grande pour que l'on ait des effets radioactifs très intenses en employant l'émanation produite par des quantités de radium pratiquement abordables.

Je dois à M<sup>me</sup> Curie d'avoir pu disposer de l'émanation provenant d'une solution contenant environ 0<sup>g</sup>,3 de radium.

Lorsque l'émanation s'est complètement détruite, ce qui arrive pratiquement en quelques mois, il ne reste plus dans le récipient où elle a séjourné que du radium D, qui à son tour se transforme en Ra E, puis en polonium. La vie moyenne du Ra D étant environ 1500 fois plus longue que celle de l'émanation, il en résulte que sa radioactivité doit être 1500 fois plus faible. Le récipient dans lequel on a enfermé l'émanation peut donc, au bout de plusieurs mois, servir de source pour l'étude des rayons du Ra D, E et du polonium, mais à la condition d'employer des méthodes beaucoup plus sensibles.

Pour les expériences qui seront décrites ici, il était

nécessaire que la source radioactive satisfît aux conditions suivantes : en premier lieu, elle devait être de très petites dimensions ; en second lieu, elle devait laisser les rayons s'échapper au dehors tels qu'ils sont émis par les atomes radioactifs.

La réalisation de telles sources est, depuis plusieurs années, une opération courante au laboratoire de M<sup>me</sup> Curie : l'émanation est purifiée par un procédé établi par M. Debierne, de manière à occuper un très petit volume sous la pression atmosphérique ; elle est alors refoulée au moyen du mercure dans un très petit récipient en verre, en forme de tube ou de sphère, dont les parois sont extrêmement minces.

*12. Purification de l'émanation.* — La figure 5 représente l'appareil employé pour purifier l'émanation. Un ballon A contient la solution de radium et sert de source d'émanation. Au début de l'expérience le ballon B est complètement rempli de mercure jusqu'aux robinets I, J, qui sont fermés. On fait descendre le mercure dans les deux tubes NP, NV, au-dessous de la tubulure N, et, par l'intermédiaire du tube NV qui établit une communication avec une trompe à mercure, on fait un vide très avancé dans le tube JS et dans sa ramification latérale QUW. On chasse très soigneusement les dernières traces de gaz en chauffant tout ce tube, notamment aux endroits où il renferme les produits chimiques (sauf la potasse), dont il sera bientôt question. Quand cette opération est terminée, on fait monter le mercure dans les tubes NP, NV à environ quinze centimètres au-dessus de N. A ce moment on extrait l'émanation accumulée en A : pour cela, il suffit de faire descendre le mercure au-dessous de M, en l'aspirant dans le ballon C ; on ouvre le robinet I ; on le referme aussitôt que les gaz qui remplissaient A ont occupé le volume

total A, B. On fait alors monter le mercure au-dessus de M. Le volume de B étant plus grand que celui de A (environ 10 fois), les gaz contenus primitivement en A

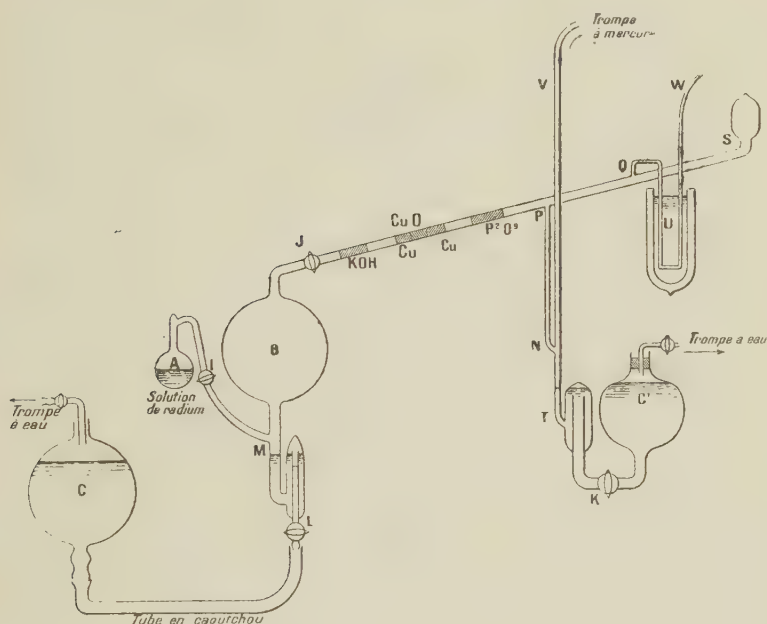


Fig. 5.

sont maintenant, presque en totalité, en B. Ces gaz sont principalement de l'oxygène, de l'hydrogène, provenant de la décomposition de l'eau par les rayons du radium et des gaz carbonés produits par l'action de l'émanation sur la graisse du robinet I; l'émanation y figure pour une fraction qui est environ  $\frac{1}{500000}$ . On ouvre le robinet J, de manière à provoquer un écoulement très lent de ces gaz dans le tube JS; en même temps on chauffe au rouge sombre le cuivre et l'oxyde de cuivre : le cuivre absorbe l'oxygène, et l'oxyde de cuivre oxyde l'hydrogène et les produits carbonés; il en résulte de

l'eau qui est absorbée par l'anhydride phosphorique et de l'acide carbonique qui est absorbé par la potasse. Il est nécessaire d'avoir, pour cette opération de la potasse desséchée et exempte d'acide carbonique; le cuivre doit être soigneusement réduit. En ouvrant le robinet L, on fait monter le mercure au-dessus du robinet J, de manière à refouler tous les gaz dans le tube JS : il faut seulement prendre la précaution de ne pas produire dans ce tube une pression trop grande, qui déboucherait la tubulure N et provoquerait ainsi une perte d'émanation par la trompe à mercure. Le robinet J étant refermé, on peut de nouveau faire descendre le mercure au-dessous de M et opérer une deuxième extraction de l'émanation de A : on aura ainsi un meilleur rendement en émanation. Cette deuxième opération étant terminée et le mercure étant amené au-dessus du robinet J, on chauffe le cuivre et l'oxyde de cuivre aussi longtemps que la pression du gaz dans JS diminue. Il arrive un moment à partir duquel cette pression ne varie plus, en général elle est alors de quelques dixièmes de millimètre. On abandonne ainsi l'appareil pendant plusieurs heures, afin de laisser s'achever l'absorption de l'acide carbonique par la potasse, et celle de l'eau par l'anhydride phosphorique. A ce moment, les gaz étrangers représentent encore un volume 50 à 100 fois plus grand que celui de l'émanation; ils ne sont plus absorbables par le procédé chimique mis en œuvre jusqu'ici : on a recours alors à la condensation de l'émanation à la température de l'air liquide. Le tube latéral QUW est un tube capillaire, deux fois recourbé en forme de U; on plonge sa partie inférieure dans un vase Dewar rempli d'air liquide : après un temps d'environ une demi-heure, toute l'émanation est venue se condenser dans la partie refroidie du tube; dans ces conditions, les gaz étrangers ne sont pas condensables en majeure partie. On fait alors monter le mercure dans le tube JS, en

ouvrant le robinet J, de manière à obstruer la tubulure Q; à l'extrémité du tube en S, est un renflement destiné uniquement à augmenter le plus possible le rapport entre les volumes du tube JS et de sa ramification QUW; de cette manière, la partie des gaz étrangers qui se trouve emprisonnée dans la ramification, avec l'émanation, est très faible. On peut encore diminuer l'importance de ces gaz étrangers en faisant descendre le mercure au-dessous de N, de manière à mettre le tube PS et sa tubulure QUW, pendant un court instant, en communication avec la trompe à mercure. Toutes ces opérations étant réalisées, et le mercure étant finalement amené un peu au-dessus du point Q, on enlève le vase de Dewar, on attend que le tube QUW se réchauffe et on laisse le mercure entrer dans le tube QUW, de manière à refouler l'émanation jusqu'à son extrémité W. Il est très facile d'obtenir de cette manière un gaz radioactif contenant 50 pour 100 d'émanation pure. Les volumes gazeux auxquels on parvient sont donc de l'ordre de  $0^{\text{mm}^3},3$  à  $0^{\text{mm}^3},5$ .

13. *Source radioactive.* — L'extrémité W du tube capillaire QUW, est constituée précisément par le récipient, qui, rempli d'émanation, doit être employé comme source radioactive.

Ce récipient est un tube ou une petite sphère en verre, à parois extrêmement minces. Un procédé commode pour la préparation de tels récipients a été imaginé par MM. Duane et Lind <sup>(1)</sup> : on étire un tube de verre, déjà mince, mais facile à trouver dans le commerce, en le chauffant dans un four, et en produisant à l'intérieur, une surpression assez considérable, au moyen d'une poire en caoutchouc. Le four est constitué tout simplement par

---

(1) *C. R. Acad. Sc.*, t. CLII, p. 336-339; *Sitz Ber. des Akad. in Wien*, 1911; *Le Radium*, 1912.

un tube de verre dur d'Iéna que l'on chauffe au-dessus d'un bec Meker.

J'ai préparé ainsi des tubes qui avaient un diamètre de  $0^{\text{mm}},2$  à  $0^{\text{mm}},3$  et dont les parois avaient une épaisseur de  $0^{\text{mm}},006$  à  $0^{\text{mm}},015$ . L'émanation occupait dans ces tubes des longueurs comprises entre  $5^{\text{mm}}$  et  $10^{\text{mm}}$ .

Pour faire une petite sphère, on commence par effiler un tube comme il est dit précédemment, on ferme ce tube à la lampe et l'on chauffe l'extrémité dans le four en produisant une surpression à l'intérieur au moyen de la poire en caoutchouc. On obtient ainsi des sphères ayant des diamètres de  $0^{\text{cm}},1$  à  $0^{\text{cm}},3$  et des épaisseurs de paroi inférieures à  $0^{\text{mm}},001$ .

Ces tubes et ces sphères résistent très bien à une grande pression, établie soit à l'extérieur, soit à l'intérieur, mais ils sont détruits par le moindre choc.

Il est utile de faire quelques observations sur l'emploi des tubes.

Considérons les rayons émis par ce tube, dans une direction donnée normale à l'axe; suivant le point intérieur au tube duquel un rayon est émis, l'épaisseur de verre traversée sera variable : elle croît lorsque le point d'émission se déplace sur un diamètre du tube perpendiculaire à la direction d'émission, depuis le centre jusqu'à la périphérie. Si l'on imagine un tube dont le diamètre intérieur est  $0^{\text{mm}},2$  et l'épaisseur de paroi  $0^{\text{mm}},01$ , on trouve que l'épaisseur de verre traversée par de tels rayons croît de  $0^{\text{mm}},01$  à  $0^{\text{mm}},045$ . Nous verrons plus loin qu'une épaisseur de verre de  $0^{\text{mm}},045$  suffit pour déformer considérablement un faisceau de rayons  $\beta$ ; pourtant, un tube ayant les dimensions précédentes se comporte comme une source qui conserve aux rayons  $\beta$  leur aspect original. La cause en est que la portion des rayons qui traversent effectivement des épaisseurs de verre notablement supérieures à  $0,01$  est très petite.

Il est facile de s'en assurer : imaginons en effet la section droite du tube, constituée par deux cercles  $R_1$ ,  $R_2$  concentriques. Traçons une droite coupant ces deux cercles et parallèle à la direction d'émission des rayons que nous venons de considérer; considérons le plus petit des deux segments que cette droite détermine avec le cercle intérieur et la portion de cette droite comprise entre les deux cercles, c'est-à-dire l'épaisseur du verre. Portons en abscisse cette longueur qui représente l'épaisseur de verre traversée par un rayon  $\beta$  qui se dirigerait suivant la droite; en ordonnée la surface du segment. Nous

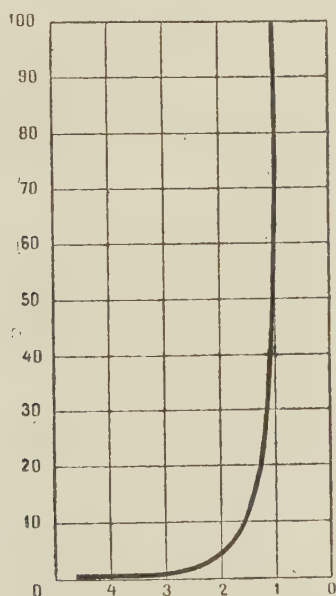


Fig. 6.

obtenons ainsi une courbe (*fig. 6*) qui prouve nettement que la plus grosse partie des rayons traversent des épaisseurs voisines de  $0^{\text{mm}},01$ ; par exemple 3,5 pour 100 seulement des rayons traversent des épaisseurs supérieures à  $0^{\text{mm}},02$ .

Ces récipients de verre étaient soudés au tube capillaire en W (*fig. 5*); lorsque l'émanation y était refoulée, on coupait le tube effilé, à environ 10<sup>mm</sup> à 15<sup>mm</sup> du ménisque de mercure, de manière à ce que l'émanation ne pût s'échapper. Ces récipients étant en général employés dans le vide, il fallait fermer le tube par un bouchon solide; à cet effet on obturait son extrémité avec une goutte de cire fondue. Un inconvénient alors se présentait : les rayons  $\alpha$  et la plus grande partie des rayons  $\beta$  sortent du tube, mais, ainsi qu'on le verra plus loin, les rayons  $\beta$  les plus lents y demeurent emprisonnés. La goutte de cire isolant électriquement l'intérieur du tube de l'extérieur, l'accumulation de charges à l'intérieur y porte rapidement le potentiel à une valeur telle qu'une étincelle jaillit et perce le tube. Afin d'éviter un tel accident, on passe au travers de la cire, encore chaude, un fil de platine, qui établit une communication électrique entre le mercure et l'extérieur du tube.

Ce fil de platine était en outre extrêmement utile, parce qu'il servait en quelque sorte de manche à la source radioactive, par lequel on pouvait la saisir avec de petites pinces sans risquer de l'écraser.

Les tubes d'émanation que j'ai préparés ainsi produisaient les divers phénomènes connus de la radioactivité avec une intensité vraiment prodigieuse, et rarement observable dans les conditions ordinaires; leur préparation présentait de ce fait un attrait tout particulier, elle était aussi un peu dangereuse en raison des brûlures que je me faisais aux doigts lorsque j'étais obligé de prendre un tel tube sans pincettes. Parmi les phénomènes que j'observais couramment je citerai seulement la vive phosphorescence, visible même pendant le jour, que ces tubes produisaient sur presque tous les objets desquels on les approchait : carton, papier, verre, surfaces métalliques un peu oxydées, etc.; il suffisait de poser un tel

tube sur du papier pendant 2 à 3 minutes pour que, sous le tube, le papier soit complètement détruit. Plongé dans l'eau, ce tube la décomposait avec une telle rapidité qu'on voyait nettement un abondant dégagement de fines bulles de gaz. Enfin, dans l'obscurité, le tube apparaissait entouré d'une auréole lumineuse, très nette, s'arrêtant brusquement à la limite du parcours des rayons  $\alpha$ .

14. *Description de l'appareil employé.* — La figure 7 représente une coupe longitudinale de l'appareil dont je

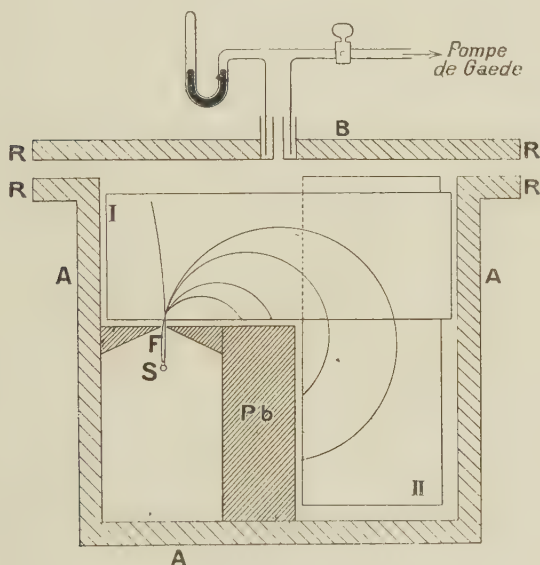


Fig. 7.

me suis servi pour étudier les spectres magnétiques des rayons  $\beta$  issus du tube d'émanation qui vient d'être décrit. C'est un récipient en laiton parallélépipédique A, dont les dimensions intérieures sont : longueur 11<sup>cm</sup>, largeur 2<sup>cm</sup> et hauteur 12<sup>cm</sup>; les parois de cette boîte

suffisamment épaisses pour pouvoir supporter la pression atmosphérique (elles ont 5<sup>mm</sup> d'épaisseur); le bord supérieur de la boîte A porte une bordure R, de 1<sup>cm</sup> de largeur et de 5<sup>mm</sup> d'épaisseur, dont la partie supérieure est soigneusement rodé. Le couvercle de la boîte est une lame épaisse de laiton B, dont le côté inférieur R est également rodé; si l'on graisse les deux pièces rodées R, R, on réalise, en les appliquant l'une sur l'autre, une fermeture absolument étanche : il m'est arrivé d'abandonner l'appareil à lui-même pendant plusieurs jours, après avoir fait un vide avancé à l'intérieur, sans constater que la pression ait augmenté, si peu que ce soit, par suite d'une fuite. Ce moyen de fermeture, basé sur l'emploi de surfaces métalliques rodées et graissées, s'est montré extrêmement commode et sûr. Le couvercle B porte une tubulure par laquelle l'appareil peut être mis en communication avec une pompe de Gaëde. Un manomètre à mercure, établi à demeure sur cette tubulure, permet de s'assurer qu'il n'y a pas de grosse fuite, ce qui arrive quelquefois lorsqu'il n'y a pas assez de graisse sur les rodages.

A l'intérieur de la boîte A, on place un appareil qui comporte essentiellement deux lames de laiton parallèles et distantes de 2<sup>cm</sup> de manière à occuper toute la largeur de la boîte. Dans ces deux lames et bien en regard l'une de l'autre sont percés deux trous, de 0<sup>mm</sup>,5 de diamètre, qui servent à suspendre le tube d'émanation. Ces deux lames sont maintenues ensemble au moyen d'une grosse masse de plomb Pb qui sert à arrêter les rayons issus du tube, et de deux pièces de laiton disposées de manière à constituer une fente F parallèle, au tube d'émanation. Cet appareil occupe exactement un des deux angles inférieurs de la boîte, sa position est rendue parfaitement fixe et déterminée au moyen d'ergots. Des supports munis de rainures permettent de maintenir des plaques photo-

graphiques, d'une manière très stable, dans des plans faisant, avec la fente F et le tube S, des angles très voisins de  $90^\circ$ .

Sur chacune de ses faces latérales, la boîte A porte deux ergots par lesquels on peut la faire reposer sur les pièces polaires cylindriques à sections planes d'un électro-aimant : on a établi au préalable entre ces pièces polaires un intervalle juste suffisant pour contenir la boîte A; le champ magnétique étant de révolution autour de l'axe commun des pièces polaires, ce mode de suspension assure à la boîte une position parfaitement déterminée et toujours la même dans le champ magnétique, si l'on a besoin de l'enlever et de la remettre ensuite. En outre, on réalise ainsi, d'une façon commode, un parfait parallélisme entre le champ magnétique, la fente F et la source S.

Les pièces polaires ont un diamètre de  $10^{\text{cm}}$ ; la boîte est placée entre elles de telle manière que la fente F et la source S se trouvent sur un cylindre de  $8^{\text{cm}}$  de diamètre, et de même axe que les pièces polaires. La distance FS est de  $1^{\text{cm}}$ ; la fente F a une largeur de  $0^{\text{mm}},4$ . Elle détermine donc un pinceau étroit de rayons, situé dans le plan vertical FS, en l'absence de tout champ magnétique. Lorsqu'on actionne l'électro-aimant, il se produit un champ magnétique normal à la direction générale des rayons issus de S, et ceux-ci décrivent alors des cercles dans des plans perpendiculaires au champ magnétique. Les rayons  $\alpha$  sont ainsi déviés d'un certain côté — mais très peu, dans les conditions ici réalisées — les rayons  $\beta$  sont déviés du côté opposé, et l'on peut facilement ajuster le champ magnétique pour que leur trajectoire circulaire soit toute entière contenue dans la boîte A. Nous ne nous occuperons que des rayons  $\beta$ . Les cercles qu'ils parcourent sont facilement mis en évidence au moyen des plaques photographiques : dans la position I (voir *fig. 7*),

on doit s'attendre à voir se dessiner sur la plaque le trajet des rayons  $\alpha$  et la portion des cercles des rayons  $\beta$  qui commence à la fente S. Dans la position II, on doit voir sur les clichés les portions des cercles diamétralement opposées à F et S. Les photographies ainsi obtenues sont reproduites sur les planches I à V.

La théorie électromagnétique conduit très simplement à la relation suivante, entre le diamètre  $2R$  des cercles décrits, le champ magnétique  $\mathcal{H}$  et la vitesse  $v$  des rayons issus de S :

$$\mathcal{H} R = \frac{mv}{e};$$

d'autre part, nous avons vu que la masse  $m$  dépend elle-même de la vitesse; dans le cas qui nous intéresse, il s'agit seulement de la masse transversale, puisque la force est constamment normale à la vitesse. Si nous substituons à  $m$  son expression en fonction de la vitesse

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

$m$  étant la masse de l'électron au repos et  $\beta$  le rapport de sa vitesse à la vitesse de la lumière, nous obtenons finalement la formule dont nous nous servirons désormais

$$(1) \quad R\mathcal{H} = \frac{m_0 c}{e} \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

où

$$\frac{e}{m_0} = 1,772.10^8 \text{ u. e. m.} \quad \text{et} \quad c = 3.10^{10} \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$$

15. *Étalonnage de l'électro-aimant.* — La première chose à faire était évidemment d'étudier le champ magnétique, de vérifier son uniformité et d'examiner la loi suivant laquelle il croît quand on augmente le courant électrique qui actionne l'électro-aimant.

Je me suis servi pour cela de la balance de Cotton.

Je rappelle que cet appareil comporte essentiellement un fléau reposant, en son milieu, sur un couteau et permettant d'équilibrer par des poids la force électromagnétique qui agit sur un élément de courant, de longueur connue, lorsqu'on le place dans le champ magnétique étudié, perpendiculairement aux lignes de force. Les dimensions de la balance ont été mesurées au moyen d'une machine à mesurer, elles sont les suivantes :

Longueur de l'élément de courant :  $2^{\text{cm}},053$ ;

Distance du couteau sur lequel repose le fléau, au milieu de l'élément de courant :  $29^{\text{cm}},859$ ;

Distance du couteau précédent au couteau de suspension du plateau des poids :  $29^{\text{cm}},730$ .

Ces nombres permettent de calculer le champ  $\mathcal{H}$ , dans lequel on place l'élément de courant  $I$ , si l'on connaît le poids  $mg$  qui fait alors équilibre à la force électromagnétique qui agit sur l'élément  $I$ . On a en effet la relation

$$\mathcal{H} = \frac{9810.29,730}{2,053.29,859} \frac{m}{I} = 4757 \frac{m}{I},$$

si  $\mathcal{H}$ ,  $m$ ,  $I$  sont exprimés en gauss, grammes et ampères.

J'ai obtenu ainsi, pour l'étalonnage de l'électro-aimant les résultats rassemblés dans le tableau I ci-dessous, dans lequel  $i$  représente le courant électrique qui actionne l'électro-aimant.

Le Tableau I montre (dernière colonne) que l'on peut considérer que, jusqu'à 5 ampères, le champ est proportionnel au courant d'excitation  $i$  de manière qu'on ait

$$\mathcal{H} = 875 i,$$

$\mathcal{H}$  étant exprimé en gauss,  $i$  en ampères.

TABLEAU I.

| $i$<br>(ampères). | I<br>(ampères). | $m$<br>(grammes). | $\mathcal{H}$<br>(gauss). | $\frac{\mathcal{H}}{i}$ . |
|-------------------|-----------------|-------------------|---------------------------|---------------------------|
| 0,50              | 7,04            | 0,65              | 439                       | 878                       |
| 0,60              | 5,86            | 0,65              | 527                       | 879                       |
| 0,70              | 5,07            | 0,65              | 610                       | 872                       |
| 0,80              | 4,42            | 0,65              | 700                       | 875                       |
| 0,90              | 3,92            | 0,65              | 789                       | 876                       |
| 1,00              | 3,53            | 0,65              | 875                       | 875                       |
| 1,50              | 6,54            | 1,80              | 1309                      | 873                       |
| 1,75              | 5,56            | 1,80              | 1539                      | 879                       |
| 2,00              | 4,90            | 1,80              | 1748                      | 874                       |
| 2,50              | 3,92            | 1,80              | 2185                      | 874                       |
| 3                 | 3,28            | 1,80              | 2610                      | 870                       |
| 4                 | 4,87            | 3,60              | 3520                      | 880                       |
| 5                 | 3,91            | 3,60              | 4380                      | 876                       |
| 6,15              | 9,20            | 10                | 5170                      | 840                       |
| 7,20              | 9,62            | 12                | 5930                      | 824                       |
| 8,17              | 9,72            | 13,5              | 6610                      | 809                       |
| 9,25              | 9,34            | 14                | 7128                      | 771                       |

En plaçant l'élément de courant I en divers points du champ magnétique, je me suis assuré que ce champ est sensiblement uniforme dans tout l'espace compris entre les pièces polaires; en particulier, j'ai trouvé pour ce champ des valeurs différant de moins de 1 pour 100 en plaçant l'élément de courant sur l'axe des pièces polaires, soit exactement au milieu, soit tout près de l'une des pièces polaires, j'ai trouvé qu'il était de 1 pour 100 plus petit sur le bord de l'entrefer, c'est-à-dire à 5<sup>cm</sup> de l'axe de révolution.

16. *Premières radiographies obtenues. Nombre des faisceaux de rayons  $\beta$ .* — Les positions I et II (voir fig. 7) se complètent l'une l'autre d'une façon très heureuse, dans une étude ayant pour but la recherche des faisceaux de rayons  $\beta$  : la position I donne l'aspect général des spectres magnétiques; on y voit tous les faisceaux,

puisque, tous, ils doivent sortir de la fente F; seulement ils sont très resserrés; en raison d'une légère diffusion des faisceaux, les plaques sont un peu voilées dans leurs intervalles, et il en résulte qu'on ne distingue pas très bien les faisceaux moins intenses. Dans la position II, au contraire, les plaques occupent la région dans laquelle les cercles décrits par les rayons  $\beta$  s'éloignent les uns des autres autant qu'il est possible; de plus cette région est aussi la plus éloignée de la source, de sorte que l'action des rayons  $\gamma$  y est la plus faible; enfin l'absence de rayons  $\alpha$  est aussi une condition très favorable à la clarté des clichés, car j'ai souvent remarqué que ces rayons rendaient phosphorescentes, d'une façon très sensible, les plaques photographiques : pendant des poses un peu longues (j'ai employé des temps de pose allant jusqu'à 3 et 4 jours), cette phosphorescence peut suffire, à elle seule, pour voiler la plaque.

Toutefois, dans la position II, les clichés ne représentent qu'une petite partie du spectre magnétique, celle pour laquelle les rayons  $\beta$  décrivent des cercles dont les diamètres sont compris entre 4<sup>cm</sup> et 8<sup>cm</sup> environ; il faut donc ajuster convenablement le champ magnétique pour étudier telle partie du spectre. C'est en utilisant cette position des plaques que j'ai pu observer tous les faisceaux faibles. Il est intéressant de remarquer ici que deux faisceaux distincts ayant ici les divergences les plus grandes, on doit s'attendre à ne pouvoir observer que les faisceaux dont la vitesse est parfaitement déterminée; dans le cas contraire, un faisceau hétérogène s'étale beaucoup et n'est plus assez intense en chacune de ses parties pour donner des impressions nettes : on voit seulement un voile général de la plaque; de tels faisceaux sont plus faciles à observer dans la position I : on voit au moins leur commencement.

Une première étude des rayons  $\beta$  issus d'un tube

d'émanation, faite dans ces conditions, a permis de mettre en évidence l'existence d'au moins 23 faisceaux de rayons  $\beta$  distincts et de vitesses en général parfaitement déterminées.

Les clichés reproduits sur les planches I à V démontrent nettement l'existence de ces 23 faisceaux; sur les planches elles-mêmes on ne distingue que les faisceaux les plus forts; j'ai numéroté de 5 à 27 ces divers faisceaux, en commençant par les plus lents <sup>(1)</sup>.

Les nombres qui caractérisent ces faisceaux sont rassemblés dans le Tableau II. Ils ont été calculés en faisant usage de la formule déjà citée

$$R\mathcal{H} = \frac{m_0 c}{e} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

dans laquelle R et  $\mathcal{H}$  sont déterminés expérimentalement.

TABLEAU II.

| Numéro<br>du faisceau. | R $\mathcal{H}$<br>(gauss : cm). | $\beta$ . | Observations. |
|------------------------|----------------------------------|-----------|---------------|
| 5.....                 | 1320                             | 0,615     | Fort.         |
| 6.....                 | 1390                             | 0,634     | Faible.       |
| 7.....                 | 1490                             | 0,660     | Très faible.  |
| 8.....                 | 1580                             | 0,682     | Fort.         |
| 9.....                 | 1680                             | 0,703     | Faible.       |
| 10.....                | 1750                             | 0,718     | Très faible.  |
| 11.....                | 1830                             | 0,735     | Fort.         |
| 12.....                | 1900                             | 0,748     | Moyen.        |
| 13.....                | 1970                             | 0,760     | Faible.       |
| 14.....                | 2150                             | 0,786     | Fort.         |
| 15.....                | 2190                             | 0,790     | Faible.       |
| 16.....                | 2870                             | 0,862     | Fort.         |
| 17.....                | 3140                             | 0,882     | Faible.       |

<sup>(1)</sup> Quatre faisceaux plus lents ayant été trouvés ultérieurement, ainsi qu'il sera bientôt exposé, le premier faisceau ici mentionné porte le numéro 5.

TABLEAU II (suite).

| Numéro<br>du faisceau. | R $\mathcal{C}$ .<br>(gauss : cm). | $\beta$ . | Observations.                                     |
|------------------------|------------------------------------|-----------|---------------------------------------------------|
| 18.....                | 3420                               | 0,897     | Faible.                                           |
| 19.....                | 4000                               | 0,920     | Faible.                                           |
| 20.....                | 4670                               | 0,940     | Fort.                                             |
| 21.....                | 4800                               | 0,943     | Faible.                                           |
| 22.....                | 4980                               | 0,946     | Faible.                                           |
| 23.....                | 5100                               | 0,949     | Moyen.                                            |
| 24.....                | 5700                               | 0,957     | Fort.                                             |
| 25.....                | 5950                               | 0,962     | Faible.                                           |
| 26.....                | 11200                              | 0,988     | Résultats moyens concer-<br>nant 3 à 5 faisceaux. |
| 27.....                | 18100                              | 0,996     | Résultats moyens.                                 |

La valeur de  $\mathcal{C}$  est déduite du courant qui actionne l'électro-aimant d'après l'étude d'étalonnage qui a été décrite.

La valeur de R est déterminée directement sur les clichés. Cette détermination est extrêmement délicate à faire : les cercles marqués par les rayons  $\beta$  sur les clichés ne sont pas tracés d'un trait fin et absolument opaque ; ils ont au contraire une épaisseur appréciable (allant jusqu'à 0<sup>mm</sup>,5), en chaque point du trait le cliché est encore très notablement transparent ; dans ces conditions, les visées avec une lunette sont extrêmement fatigantes pour la vue et, en outre très peu précises. Pour cette raison, je n'ai pu me servir d'une machine à mesurer. Le procédé le plus commode que j'ai trouvé pour mesurer les cercles est le suivant : sur des morceaux de papier transparent j'ai tracé une grande quantité de cercles dont les diamètres allaient en croissant, par demi-millimètre de 4<sup>mm</sup> à 9<sup>cm</sup>. D'autre part, je traçais avec une plume fine, des croix sur les cercles des clichés, je cherchais alors, parmi les cercles tracés sur le papier, celui qui concordait le mieux avec la trajectoire étudiée des rayons  $\beta$ .

Le nombre des croix tracées sur les cercles à mesurer étant de six à sept, j'ai pu vérifier ainsi que les trajectoires des rayons  $\beta$  étaient vraiment des cercles, avec une précision très grande; cela signifie que le champ magnétique est vraiment uniforme, comme l'avait d'ailleurs montré l'étude préliminaire. Ce procédé de mesure du diamètre des cercles s'est trouvé très suffisamment précis : j'ai toujours pu décider avec certitude lequel des deux cercles voisins tracés sur le papier concordait le mieux avec la trajectoire des rayons  $\beta$ ; dans le cas d'un cercle de 4<sup>cm</sup>, par exemple, on a une précision de  $\frac{0,05}{4}$ , soit 1,25 pour 100.

Tous les cercles n'ont pu être déterminés de cette façon. Ce qui frappe le plus, quand on examine les clichés, c'est la grande diversité présentée dans l'intensité des divers faisceaux; je les ai grossièrement classés en trois catégories désignées par les mots *forts*, *moyens*, *faibles* et *très faibles*; je me suis basé pour cela uniquement sur l'aspect des radiographies, de sorte que ces désignations ne sont que purement qualitatives. Les faisceaux *forts*, les *moyens* et les plus intenses parmi les *faibles* ont pu seuls être déterminés par le procédé décrit ci-dessus. Les faisceaux les plus faibles donnent des impressions trop peu nettes pour qu'on puisse placer sur celles-ci des croix avec quelque précision; parmi eux, certains sont même si peu intenses qu'il faut réaliser des conditions d'éclairage particulières pour pouvoir les observer, par transparence, sur les clichés. Ces faisceaux ont été mesurés en déterminant, approximativement, au moyen d'un double décimètre, la différence des diamètres de leur trajectoire et des diamètres des cercles décrits par les faisceaux *forts* les plus voisins. C'est ainsi qu'ont été déterminés les faisceaux 7, 10, 18, 19, 21, 22, 23.

Les faisceaux 26 et 27 doivent être mis à part.

Le faisceau 26 est très facilement observable sur la planche I obtenue en employant la position I; au contraire, ce faisceau n'est presque plus visible sur les clichés obtenus dans la position II : on observe tout au plus de vagues indices qui permettent de supposer que ce faisceau comporte en réalité trois à cinq faisceaux distincts, mais dont la vitesse est bien moins définie que pour les faisceaux plus lents : il convient ici de remarquer que pour des vitesses tellement grandes, une bien petite variation de la vitesse entraîne une variation considérable dans la valeur de  $R\mathcal{H}$ . La valeur de  $R\mathcal{H}$ , relative à ce faisceau, évaluée à 11200, a été déterminée en utilisant les clichés obtenus dans la position I. Ces clichés ne présentent qu'une petite portion du cercle décrit par ce faisceau, la précision de ce nombre n'est pas très grande; dans quatre clichés obtenus avec des champs magnétiques différents, on a déterminé les diamètres des cercles relatifs à ce faisceau, et les nombres obtenus pour  $2R\mathcal{H}$  sont les suivants : 22300, 20300, 20950, 27700, ce qui fait pour  $R\mathcal{H}$  une valeur moyenne de 11200, d'où pour  $\beta$  la valeur 0,988.

Le faisceau 27 n'est pour ainsi dire pas observable sur les clichés obtenus dans la position I; il se manifeste seulement sur les clichés obtenus dans la position II, pour des champs magnétiques très forts, de la manière suivante : la plaque photographique est recouverte d'un voile général qui est limité, seulement sur la moitié inférieure de la plaque, par un cercle, très net, qui passe par la source S et la fente F, et qui est tangent à la pièce métallique qui supporte latéralement la plaque dans sa position verticale. Ce cercle a un diamètre de 8<sup>cm</sup> et il est encore observable pour des champs magnétiques de 6500 gauss (obtenus avec des courants d'excitation de 8 ampères); les rayons  $\beta$  possédant cette trajectoire auraient donc un produit  $R\mathcal{H}$  égal à 26000, soit une

vitesse égale à 0,998. Ces rayons seraient donc animés de la plus grande vitesse observée jusqu'à présent sur des projectiles matériels. Leur existence présente un grand intérêt au point de vue de la théorie; il serait important de démontrer encore cette existence au moyen d'une autre méthode, les observations précédentes n'étant pas suffisamment nettes. J'ai fait beaucoup d'efforts pour rendre ce faisceau plus visible, mais je n'ai rien obtenu de plus décisif que ce qui vient d'être dit.

## CHAPITRE II.

### Détermination précise de la vitesse des rayons $\beta$ . Leur ralentissement par la matière.

17. L'étude précédente a eu essentiellement pour but de déterminer le nombre des faisceaux qui s'échappent des tubes d'émanation. La méthode employée pour déterminer les produits  $R\mathcal{H}$  relatifs à ces faisceaux semble très précise; elle comporte pourtant des causes d'erreur systématiques, que je vais maintenant examiner.

Le premier fait que nous devons considérer est que l'équation (1) utilisée pour les calculs suppose des rayons émis normalement au champ magnétique, alors que les rayons qui ont produit les radiographies 1 à 5 sont légèrement obliques par rapport au champ magnétique : en effet, la plaque photographique est placée dans la boîte A (dans les deux positions I et II), très près de la paroi, afin d'utiliser toute la longueur du tube d'émanation; par suite, ce tube, à peu près normal à la plaque, comporte des centres d'émission de rayons encore situés à quelques millimètres (de 6 à 10) de la plaque. Les rayons émis par ces points et qui frappent la plaque sont émis dans une direction notablement oblique par rapport au champ magnétique (qui est parallèle au tube). Or, de tels rayons décrivent des hélices qui s'enroulent

sur des cylindres C, dont l'axe est parallèle au champ magnétique et dont le diamètre est égal à  $2R \cos \alpha$ , R étant le diamètre des cercles C' décrits par les rayons émis normalement et  $\alpha$  l'angle entre la direction initiale des rayons considérés et la normale au tube. Les cercles obtenus sur les radiographies ne sont donc pas les trajectoires C' des rayons émis normalement au champ, mais les sections droites des cylindres C, légèrement plus petites que les cercles C'. Or l'angle  $\alpha$  est très difficile à évaluer.

Pour éviter cette cause d'erreur j'ai placé les plaques photographiques dans une nouvelle position, désignée sous le nom de position III. La plaque photographique est maintenant fixée horizontalement, au niveau de la fente F, dans un plan exactement perpendiculaire au plan déterminé par la fente F et la source S. Elle est frappée par les faisceaux de rayons sous une incidence à peu près normale; les radiographies se présenteront sous l'aspect connu des spectres de lignes (*voir* les planches VI à IX). La bulle d'émanation, longue de 5<sup>mm</sup> à 10<sup>mm</sup>, occupant à peu près le milieu de la boîte A, on voit qu'au moins la partie centrale des lignes du spectre magnétique sera due à des rayons émis normalement, les extrémités seules étant produites par des rayons obliques. Pour cette raison, les raies du spectre magnétique sont légèrement incurvées, leur concavité étant tournée du côté de la source. La distance entre S et F étant de 1<sup>cm</sup>,000 (elle a été déterminée au moyen d'une machine à mesurer), on voit que les rayons qui décrivent des trajectoires de diamètre plus grand que 3<sup>cm</sup> rencontrent la plaque après avoir parcouru presque un demi-cercle, de sorte que la plaque se trouve ainsi placée à l'endroit où la séparation des faisceaux est la plus grande : c'est à cette particularité, très importante, que j'attribue d'avoir pu observer des faisceaux de vitesses très voisines comme on le verra un peu plus loin. Toutefois, l'emploi de la position III s'est trouvé peu commode pour l'obser-

vation de faisceaux très peu intenses; ainsi, il m'a été presque impossible de voir, sur les clichés ainsi obtenus, les faisceaux rapides et faibles, portant les numéros **21**, **22**, **23**, **25**, visibles avec netteté seulement sur les clichés position II; les faisceaux **26**, **27** ne sont pas observables sur les clichés position III.

Pour calculer le diamètre des trajectoires, j'ai déterminé la distance  $d$  du milieu des raies <sup>(1)</sup> au bord de la plaque le plus éloigné de la fente; la position de la plaque était en effet déterminée par ce bord, que l'on appuyait sur un arrêt fixe, dont la distance à la fente F est  $9^{\text{cm}},202$ . Ces données numériques sont complétées par la connaissance de l'épaisseur des plaques, qui était de  $0^{\text{cm}},1$  et par ce fait que le côté inférieur de la plaque se trouvait exactement dans le même plan que la fente, c'est-à-dire à  $1^{\text{cm}},000$  de S. Un calcul très simple permet de déduire le diamètre  $2R$  des trajectoires de la mesure de la distance  $d$ . Au lieu de refaire le calcul pour chaque raie, j'ai tracé, à une échelle suffisamment grande, la courbe  $R = f(d)$ , ce qui me rendait plus facile d'éviter les erreurs de calcul.

Les distances  $d$  étaient déterminées au moyen d'une machine à mesurer. Les raies des spectres étant très malaisées à viser, en raison de leur faible opacité, je commençais par tracer sur leur milieu des croix; je faisais ainsi pour chaque cliché plusieurs déterminations des distances  $\alpha$ , chacune d'elles étant effectuée sur des croix nouvelles. La précision de ce procédé de mesure apparaît sur le Tableau III, qui contient les déterminations effectuées sur un cliché : la première colonne donne le numéro du faisceau; les cinq suivantes contiennent des déterminations de  $d$  effectuées avec des croix différentes; la septième colonne contient la valeur moyenne de  $d$  résultant des cinq colonnes précédentes; dans la huitième colonne on a la valeur de  $R$  et, dans la neuvième, la

---

(<sup>1</sup>) J'ai pris le bord des raies le plus éloigné de la fente, et correspondant par suite aux rayons les plus rapides.

valeur de  $R\mathcal{R}$ . Ce Tableau est relatif à un cliché obtenu avec un courant d'excitation de 0,80 ampères, soit un champ magnétique de  $0,80 \times 875 = 700$  gauss.

TABLEAU III.

| Numéro<br>du faisceau. | Détermination de $d$ en millimètres. |                  |                  |                  |                  |           | R<br>(cm). | $R\mathcal{R}$<br>(gauss). |
|------------------------|--------------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-----------|------------|----------------------------|
|                        | 1 <sup>re</sup> .                    | 2 <sup>e</sup> . | 3 <sup>e</sup> . | 4 <sup>e</sup> . | 5 <sup>e</sup> . | Moyennes. |            |                            |
| 5.....                 | 54,13                                | 54,25            | 54,16            | 54,26            | 54,24            | 54,21     | 1,978      | 1384                       |
| 6.....                 | 51,95                                | 51,93            | 51,81            | 51,49            | 51,89            | 51,77     | 2,092      | 1461                       |
| 7.....                 | 49,20                                | 49,52            | 49,32            | 49,44            | 49,20            | 49,34     | 2,208      | 1545                       |
| 8.....                 | 46,27                                | 46,30            | 46,33            | 46,31            | 46,34            | 46,31     | 2,358      | 1650                       |
| 9.....                 | 43,38                                | 43,51            | 43,28            | 43,38            | 43,44            | 43,46     | 2,484      | 1740                       |
| 10.....                | 41,13                                | 42,16            | 41,93            | 41,59            | 41,79            | 41,92     | 2,565      | 1795                       |
| 11.....                | 38,62                                | 38,69            | 38,61            | 38,69            | 38,67            | 38,66     | 2,724      | 1910                       |
| 12.....                | 36,36                                | 36,53            | 36,36            | 36,42            | 36,39            | 36,41     | 2,826      | 1977                       |
| 13.....                | 34,73                                | 34,94            | 34,75            | 34,97            | 34,92            | 33,86     | 2,904      | 2035                       |
| 14.....                | 29,11                                | 29,18            | 29,10            | 29,31            | 29,17            | 29,17     | 3,185      | 2228                       |
| 15.....                | 27,78                                | 27,82            | 27,75            | 27,89            | 27,97            | 27,84     | 3,255      | 2278                       |

Si l'on examine les nombres d'une même colonne, on peut vérifier que les écarts observés pour  $d$ , à partir de la valeur moyenne, ne dépassent pas 1 pour 100, pour les faisceaux forts 1, 4, 7, 10, ces écarts sont beaucoup plus petits.

J'ai fait ainsi deux séries d'expériences, avec deux tubes d'émanation différents. Chaque série comporte quatre ou cinq clichés, obtenus avec des courants d'excitation différents; à chaque cliché correspond un Tableau tel que III. Je ne reproduirai pas tous ces Tableaux; je me contente de les résumer dans les deux Tableaux IV et V, relatifs aux deux séries; la première colonne de gauche contient les numéros des faisceaux; les colonnes suivantes donnent les valeurs obtenues pour  $R\mathcal{R}$  en employant divers courants d'excitation, indiqués à la première ligne; la dernière colonne contient la valeur moyenne de  $R\mathcal{R}$ , résultant des colonnes précédentes. On peut voir ainsi que les résultats figurant dans la dernière colonne du

Tableau III sont reproduits dans la deuxième colonne du Tableau V.

TABLEAU IV. — *Première série.*

| Numéro<br>du faisceau. $i = 0,80.$ | $i = 1,25.$ | $i = 1,50.$ | $i = 2.$ | Valeur<br>moyenne<br>de R JC. |
|------------------------------------|-------------|-------------|----------|-------------------------------|
| 5....                              | 1379        | 1400        | 1396     | 1388                          |
| 6....                              | 1459        | 1480        | 1456     | 1465                          |
| 7....                              | 1541        | 1570        |          | 1556                          |
| 8....                              | 1641        | 1659        | 1660     | 1662                          |
| 9....                              | 1730        | 1749        | 1751     | 1743                          |
| 10....                             | 1790        | 1820        | 1819     | 1806                          |
| 11....                             | 1910        | 1910        | 1914     | 1911                          |
| 12....                             | 1965        | 1985        | 1980     | 1977                          |
| 13....                             | 2015        | 2025        | 2040     | 2027                          |
| 14....                             | 2215        | 2223        | 2219     | 2222                          |
| 15....                             | 2260        | 2285        | 2261     | 2269                          |
| 16....                             |             | 2940        | 2921     | 2927                          |
| 17....                             |             | 3228        | 3215     | 3221                          |
| 18....                             |             | 3542        |          | 3526                          |
| 19....                             |             |             | 3510     | 3526                          |
| 20....                             |             |             | 4125     | 4125                          |
| 23....                             |             |             | 4820     | 4780                          |
| 24....                             |             |             | 4750     | 4780                          |
| 25....                             |             |             | 5165     | 5165                          |
|                                    |             |             | 5800     | 5800                          |
|                                    |             |             | 6065     | 6065                          |

TABLEAU V. — *Deuxième série.*

| Numéro<br>du faisceau. | $i = 0,80.$ | $i = 1,25.$ | $i = 1,50.$ | $i = 2,00.$ | $i = 2,50.$ | Valeur<br>moyenne<br>de R JC. |
|------------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------------------------|
| 5.....                 | 1384        | 1399        | 1401        |             |             | 1395                          |
| 6.....                 | 1461        | 1480        | 1482        |             |             | 1474                          |
| 7.....                 | 1545        | 1575        | 1561        |             |             | 1560                          |
| 8.....                 | 1650        | 1710        | 1731        |             |             | 1699                          |
| 9.....                 | 1740        | 1760        | 1759        |             |             | 1753                          |
| 10.....                | 1795        | 1826        | 1825        |             |             | 1815                          |
| 11.....                | 1910        | 1940        | 1925        |             |             | 1925                          |
| 12.....                | 1977        | 1990        | 1995        |             |             | 1990                          |
| 13.....                | 2035        | 2115        | 2049        |             |             | 2066                          |
| 14.....                | 2228        | 2240        | 2220        |             |             | 2226                          |
| 15.....                | 2278        | 2285        | 2279        |             |             | 2280                          |
| 16.....                |             | 2959        | 2945        | 2952        |             | 2952                          |
| 17.....                |             | 3240        | 3228        | 3235        |             | 3234                          |
| 20.....                |             |             | 4850        | 4810        | 4785        | 4797                          |
| 24.....                |             |             |             | 5860        | 5840        | 5850                          |

18. Il est aisé de constater que les valeurs de  $R\mathcal{H}$  ici obtenues sont légèrement supérieures aux valeurs données dans le Tableau II, ce qui indique bien une correction de la première erreur signalée.

Or, ces nombres doivent encore être augmentés si l'on tient compte du ralentissement subi par les rayons par suite de la traversée des parois du tube de verre. Cette deuxième correction sera faite d'après l'étude générale qui sera maintenant décrite du ralentissement des rayons  $\beta$  par la matière. On peut dire de suite que pour faire cette correction il suffit de connaître le poids par centimètre carré des parois des tubes d'émanation.

Pour obtenir cette grandeur, le moyen le plus commode et, en même temps, le plus précis consiste à déterminer au moyen d'une courbe de Bragg par exemple, le parcours dans l'air, des rayons  $\alpha$  qui s'échappent du tube. J'ai trouvé pour les deux tubes d'émanation que j'ai employés un parcours de  $5^{\text{cm}},9$ ; cela signifie que les parois des tubes diminuaient le parcours des rayons  $\alpha$  du Ra C de  $1^{\text{cm}},16$ .

Si l'on admet, en première approximation (ce qui est suffisant ici), que cette diminution est proportionnelle à la densité de l'écran, on peut faire le calcul comme si les parois du tube d'émanation étaient en aluminium; on trouve alors que leur poids par centimètre carré est  $\frac{1,16.2,65}{1600} = 0,00192$  gramme.

19. — *Ralentissement des rayons  $\beta$  par la matière.* — Pour déterminer la diminution de vitesse subie par un faisceau étroit de rayons  $\beta$  de même vitesse, lorsqu'il traverse un écran matériel, il suffit en principe de placer sur le trajet de ce faisceau l'écran en question et de mesurer la diminution du produit  $R\mathcal{H}$ . Dans le cas particulier actuel, la question se posait de savoir en quel endroit du faisceau il vaut mieux poser l'écran : j'ai commencé par placer cet écran verticalement, au-dessus et à droite de la fente F,

de manière qu'un faisceau qui décrit un cercle de 8<sup>cm</sup> de diamètre rencontre l'écran après avoir parcouru un quart de cercle. Une fente placée à cet endroit laissait passer ce faisceau seul, les autres étant arrêtés; la plaque photographique était fixée dans la position II; je faisais une première radiographie de manière à obtenir la trajectoire du faisceau non ralenti; puis je fermais la fente avec une feuille mince du métal étudié et je refaisais une radiographie en réalisant le même champ magnétique. Alors que la première radiographie portait un demi-cercle extrêmement net et fin, la deuxième ne consistait qu'en une houppe sur laquelle on ne pouvait songer à faire aucune mesure. Cette expérience prouve nettement qu'un écran produit sur les rayons  $\beta$  une dispersion très énergique, ce que l'on savait déjà d'ailleurs depuis longtemps; j'ai constaté une telle dispersion en employant le faisceau 11 et un écran d'aluminium de 0<sup>mm</sup>,0025 d'épaisseur.

Pour éviter cette dispersion, j'ai placé les écrans le plus près possible de la source, et j'ai fait en sorte que, par suite de leur présence, les dimensions de la source fussent augmentées le moins possible; pour cela, je leur ai donné la forme de minces gouttières, ayant une courbure se rapprochant le plus possible de celle du tube et je les posais sur ce dernier. J'ai étudié ainsi le ralentissement par l'aluminium, l'étain, le cuivre, l'argent et l'or.

J'ai constaté, dès les premières expériences, que l'effet de ces écrans est de deux sortes : les raies du spectre magnétique sont déplacées vers la fente, ce qui indique une diminution du produit  $R \mathcal{H}$ , et, par suite, de la vitesse des rayons; mais, en même temps, elles s'élargissent, ce qui indique que les faisceaux cessent d'être homogènes. On peut expliquer ce fait par la *diffusion* si intense des rayons  $\beta$  par la matière, à cause de laquelle les rayons  $\beta$  décrivent dans la matière non pas des droites, mais des

lignes qui peuvent être très sinueuses; la longueur du chemin qu'ils parcourent dans les écrans est donc très variable et elle peut être très différente de l'épaisseur géométrique de l'écran, dès que celle-ci est un peu grande. On conçoit ainsi qu'ils soient ralentis différemment.

D'une manière générale les modifications subies par un faisceau, lorsqu'il traverse la matière, sont d'autant plus profondes que ce faisceau est plus lent. Il suffit d'une épaisseur d'aluminium de  $0^{\text{mm}},06$  pour qu'on ne puisse plus distinguer les raies du spectre magnétique les unes des autres : les radiographies ont alors l'aspect que l'on observait dans tous les travaux antérieurs, notamment ceux de H. Becquerel; on voit sur la plaque un voile continu diminuant d'opacité vers les régions correspondant aux faisceaux de grande vitesse.

La planche 6 met bien en évidence toutes ces modifications subies par les faisceaux : la partie supérieure de cette planche a été obtenue avec un tube d'émanation sans écran; la moitié inférieure est relative aux faisceaux qui, toutes choses égales d'ailleurs, traversent une épaisseur d'aluminium de  $0^{\text{mm}},0476$ ; sur le cliché lui-même, on voit encore, bien que très élargies, les raies spectrales avec assez de netteté pour faire des mesures; sur les planches on a beaucoup plus de peine à distinguer les raies.

Cette étude du ralentissement des rayons a été faite avec les deux tubes d'émanation qui ont servi à établir les Tableaux IV et V. Une première série d'expériences, avec le tube n° 1, avait un caractère préliminaire et n'a donné de résultats définitifs qu'en ce qui concerne l'aluminium. Je me suis rendu compte, au cours de ces expériences, que les rayons rapides sont extrêmement peu ralentis par la matière; des écrans qui suffisent à enlever au spectre magnétique son caractère discontinu, dans les régions de faible vitesse (jusqu'au faisceau 14)

modifient très peu les rayons plus rapides; pour chaque matière absorbante j'ai effectué, pour cette raison, deux séries de radiographies : une première, en employant un écran pesant environ  $0^{\text{e}},01$  par  $\text{cm}^2$ ; une deuxième avec un écran pesant environ  $0^{\text{e}},03$  par  $\text{cm}^2$ . La première série comporte en général trois clichés obtenus dans des champs magnétiques d'environ 700, 1000, 1300 gauss; la deuxième, un ou deux clichés dans un champ de 2000 gauss.

En raison de la diminution de la netteté des raies, des mesures n'ont pu être effectuées que sur les faisceaux les plus forts : 5, 8, 9, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 20, 24. Je reproduis ici les Tableaux de mesures relatifs à l'or, afin de montrer la précision dont ces expériences sont susceptibles.

TABLEAU VI.

$\mathcal{H} = 700$  gauss. Poids de l'écran :  $0,00959$  g :  $\text{cm}^2$ .

| Numéro<br>du faisceau. | Détermination de $d$ en centimètres. |                  |                  |                  |                  |           | R     | R $\mathcal{H}$ |
|------------------------|--------------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-----------|-------|-----------------|
|                        | 1 <sup>re</sup> .                    | 2 <sup>e</sup> . | 3 <sup>e</sup> . | 4 <sup>e</sup> . | 5 <sup>e</sup> . | Moyennes. | (cm). | (cm : gauss).   |
| 5.....                 | 5,662                                | 5,691            | 5,694            | 5,664            | 5,692            | 5,681     | 1,845 | 1291            |
| 8.....                 | 4,814                                | 4,807            | 4,779            | 4,808            | 4,800            | 4,802     | 2,270 | 1589            |
| 9.....                 | 4,012                                | 4,648            | 4,627            | 4,644            | 4,638            | 4,639     | 2,350 | 1645            |
| 11.....                | 3,820                                | 4,004            | 4,021            | 4,029            | 3,996            | 4,012     | 2,655 | 1859            |
| 12.....                | 3,151                                | 3,826            | 3,859            | 3,850            | 3,847            | 3,840     | 2,730 | 1910            |
| 14.....                |                                      | 3,072            | 3,077            | 3,134            | 3,109            | 3,109     | 3,095 | 2161            |

TABLEAU VII.

$\mathcal{H} = 1094$  gauss. Poids de l'écran :  $0,00959$  g :  $\text{cm}^2$ .

| Numéro<br>du faisceau. | Détermination de $d$ en centimètres. |                  |                  |                  |                  |           | R     | R $\mathcal{H}$ |
|------------------------|--------------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-----------|-------|-----------------|
|                        | 1 <sup>re</sup> .                    | 2 <sup>e</sup> . | 3 <sup>e</sup> . | 4 <sup>e</sup> . | 5 <sup>e</sup> . | Moyennes. | (cm). | (cm : gauss).   |
| 5.....                 | 7,076                                | 7,100            | 7,075            | 7,068            | 7,065            | 7,077     | 1,200 | 1311            |
| 8.....                 | 6,476                                | 6,479            | 6,477            | 6,482            | 6,483            | 6,479     | 1,475 | 1611            |
| 9.....                 | 6,313                                | 6,373            | 6,357            | 6,346            | 6,339            | 6,346     | 1,550 | 1671            |
| 11.....                | 5,944                                | 5,948            | 5,953            | 5,961            | 5,936            | 5,948     | 1,715 | 1875            |
| 12.....                | 5,841                                | 5,853            | 5,854            | 5,843            | 5,835            | 5,845     | 1,765 | 1930            |
| 14.....                | 5,326                                | 5,343            | 5,339            | 5,345            | 5,335            | 5,338     | 2,015 | 2201            |
| 15.....                | 5,231                                | 5,236            | 5,243            | 5,245            | 5,230            | 5,237     | 2,062 | 2252            |
| 16.....                | 3,963                                | 3,983            | 3,993            | 3,980            | 3,967            | 3,977     | 2,673 | 2920            |

TABLEAU VIII.

 $\mathcal{H} = 1311$  gauss. Poids de l'écran : 0,00959 g : cm<sup>2</sup>.

| Numéro<br>du faisceau. | Détermination de $d$ en centimètres. |                  |                  |                  |                  |           | R<br>(cm). | R $\mathcal{H}$<br>(cm : gauss). |
|------------------------|--------------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-----------|------------|----------------------------------|
|                        | 1 <sup>re</sup> .                    | 2 <sup>e</sup> . | 3 <sup>e</sup> . | 4 <sup>e</sup> . | 5 <sup>e</sup> . | Moyennes. |            |                                  |
| 5.....                 | 7,546                                | 7,545            | 7,541            | 7,536            | 7,536            | 7,541     | 1,000      | 1311                             |
| 8.....                 | 7,024                                | 7,034            | 7,022            | 7,033            | 7,029            | 7,028     | 1,222      | 1620                             |
| 9.....                 | 6,875                                | 6,908            | 6,897            | 6,889            | 6,873            | 6,888     | 6,290      | 1691                             |
| 11.....                | 6,569                                | 6,590            | 6,580            | 6,577            | 6,588            | 6,580     | 1,430      | 1875                             |
| 12.....                | 6,473                                | 6,474            | 6,480            | 6,466            | 6,473            | 6,473     | 1,470      | 1930                             |
| 14.....                | 6,049                                | 6,048            | 6,058            | 6,080            | 6,091            | 6,065     | 1,665      | 2184                             |
| 16.....                | 4,924                                | 4,926            | 4,938            | 4,957            | 4,934            | 4,936     | 2,205      | 2890                             |

TABLEAU IX.

 $\mathcal{H} = 2190$  gauss. Poids de l'écran : 0,02709 g : cm<sup>2</sup>.

| Numéro<br>du faisceau. | Détermination de $d$ en centimètres. |                  |                  |                  |                  |           | R<br>(cm.) | R $\mathcal{H}$<br>(cm : gauss) |
|------------------------|--------------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-----------|------------|---------------------------------|
|                        | 1 <sup>re</sup> .                    | 2 <sup>e</sup> . | 3 <sup>e</sup> . | 4 <sup>e</sup> . | 5 <sup>e</sup> . | Moyennes. |            |                                 |
| 16.....                | 5,041                                | 5,058            | 5,001            | 5,024            | 5,070            | 5,039     | 2,155      | 4710                            |
| 20.....                | 4,068                                | 4,071            | 4,086            | 4,079            | 4,096            | 4,080     | 2,625      | 5750                            |

TABLEAU X.

*Ralentissement des rayons par l'or.*

| Numéro<br>du<br>faisceau. | R $\mathcal{H}$         |                         | $\delta(R\mathcal{H})$ . | $\frac{\delta(R\mathcal{H})}{p}$ . |
|---------------------------|-------------------------|-------------------------|--------------------------|------------------------------------|
|                           | du faisceau<br>initial. | du faisceau<br>ralenti. |                          |                                    |
| 5.....                    | 1395                    | 1304                    | 91                       | 95                                 |
| 8.....                    | 1699                    | 1607                    | 92                       | 96                                 |
| 9.....                    | 1753                    | 1669                    | 84                       | 87,5                               |
| 11.....                   | 1925                    | 1869                    | 56                       | 58,4                               |
| 12.....                   | 1990                    | 1923                    | 67                       | 69,8                               |
| 14.....                   | 2226                    | 2182                    | 44                       | 45,9                               |
| 15.....                   | 2280                    | 2252                    | 38                       | 39,6                               |
| 16.....                   | 2952                    | 2905                    | 47                       | 49                                 |
| 20.....                   | 4797                    | 4710                    | 87                       | 32,1                               |
| 24.....                   | 5850                    | 5750                    | 100                      | 36,9                               |

TABLEAU XI.

| Numéro<br>du<br>faisceau. | $\gamma = R\mathcal{K}$<br>(cm $\times$ gauss). |      |           | $\delta\gamma$ .<br>Diminution $\delta\gamma$ de $R\mathcal{K}$<br>résultant de la traversée d'un écran<br>pesant 0,01 g : cm <sup>2</sup> . |     |     |     |     |           |       | $\frac{\delta\gamma}{\gamma}$ . |
|---------------------------|-------------------------------------------------|------|-----------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|-----|-----|-----|-----------|-------|---------------------------------|
|                           | a.                                              | b.   | Moyennes. |                                                                                                                                              |     |     |     |     |           |       |                                 |
|                           |                                                 |      |           | Al.                                                                                                                                          | Sn. | Cu. | Ag. | Au. | Moyennes. |       |                                 |
| 1.                        | 2.                                              | 3.   | 4.        | 5.                                                                                                                                           | 6.  | 7.  | 8.  | 9.  | 10.       | 11.   |                                 |
| 5....                     | 1395                                            | 1388 | 1391      | 124                                                                                                                                          | 102 | 110 | 97  | 95  | 107       | 0,077 |                                 |
| 8....                     | 1699                                            | 1662 | 1681      | 95                                                                                                                                           | 111 | 126 | 103 | 96  | 106       | 0,063 |                                 |
| 9....                     | 1753                                            | 1743 | 1748      | 90                                                                                                                                           | 80  | 103 | 93  | 87  | 91        | 0,052 |                                 |
| 11....                    | 1925                                            | 1911 | 1918      | 66                                                                                                                                           | 64  | 74  | 66  | 58  | 66        | 0,035 |                                 |
| 12....                    | 1990                                            | 1977 | 1983      | 61                                                                                                                                           | 64  | 81  | 62  | 70  | 68        | 0,035 |                                 |
| 13....                    | 2066                                            | 2027 | 2047      | 56                                                                                                                                           | »   | »   | »   | »   | 56        | 0,027 |                                 |
| 14....                    | 2226                                            | 2222 | 2224      | 57                                                                                                                                           | 48  | 64  | 42  | 46  | 51        | 0,023 |                                 |
| 15....                    | 2280                                            | 2269 | 2275      | 48                                                                                                                                           | »   | 56  | »   | 40  | 48        | 0,021 |                                 |
| 16....                    | 2952                                            | 2927 | 2939      | 37                                                                                                                                           | 52  | 58  | 38  | 49  | 49        | 0,017 |                                 |
| 17....                    | 3234                                            | 3221 | 3227      | 48                                                                                                                                           | »   | »   | »   | »   | 48        | 0,015 |                                 |
| 20....                    | 4797                                            | 4781 | 4789      | 39                                                                                                                                           | »   | 35  | 58  | 32  | 41        | 0,009 |                                 |
| 24....                    | 5850                                            | 5800 | 5830      | 32                                                                                                                                           | 57  | 54  | 47  | 37  | 43        | 0,007 |                                 |

Les Tableaux VI, VII, VIII, IX reproduisent toutes les mesures effectuées sur les quatre clichés relatifs à l'or. Les trois premiers ont été obtenus avec le même écran, pesant 0<sup>s</sup>,00959 par cm<sup>2</sup>; les valeurs de  $R\mathcal{K}$  qui correspondent aux mêmes faisceaux doivent donc être égales, et c'est ce que l'on vérifie, en effet, avec des écarts ne dépassant pas en général 1 pour 100.

Le Tableau X contient le résumé des quatre précédents : la deuxième colonne reproduit les valeurs de  $R\mathcal{K}$  obtenues en l'absence de la gouttière; la troisième colonne contient les valeurs moyennes de  $R\mathcal{K}$  calculées d'après les Tableaux VI à IX; la quatrième a été obtenue en retranchant les nombres des deuxième et troisième colonnes; la cinquième donne la diminution de  $R\mathcal{K}$  ramenée à un écran pesant 0<sup>s</sup>,01 par cm<sup>2</sup>.

J'ai dressé ainsi cinq tableaux relatifs aux métaux étudiés Al, Sn, Cu, Au, Ag. Ils sont tous résumés dans le

Tableau XI; les colonnes 2 et 3 reproduisent les valeurs de  $R\mathcal{H}$  obtenues déjà aux Tableaux IV et V; les colonnes 5, 6, 7, 8, 9 donnent les diminutions observées avec les écrans divers et ramenées à des écrans pesant  $0^{\text{e}},01$  par  $\text{cm}^2$ ; la colonne 10 a été obtenue en prenant la moyenne des nombres des colonnes précédentes.

Bien que les méthodes de mesure employées ici soient susceptibles d'une grande précision, les résultats relatifs à la diminution de  $R\mathcal{H}$  ne sont pas très précis. Cela tient au fait que ces diminutions sont calculées en faisant la différence des deux valeurs de  $R\mathcal{H}$  que l'on obtient en l'absence et en la présence d'un écran. Chacune des valeurs de  $R\mathcal{H}$  comporte une erreur au plus égale à 1,5 pour 100, mais leur différence étant plus petite que le dixième de l'une d'elle, on voit que l'erreur sur cette différence peut s'élever jusqu'à 20 ou 25 pour 100.

A ce degré de précision, on observe pourtant avec certitude qu'entre les nombres des colonnes 5 à 9 du Tableau XI, il n'y a pas de différence systématique appréciable; or le poids atomique, ou la densité des métaux étudiés, varie dans le rapport de 7,5 à 1. On peut donc conclure <sup>(1)</sup> que le ralentissement ne dépend que du poids de la matière traversée, et non pas de sa nature. C'est pourquoi j'ai cru légitime de calculer les moyennes des nombres des colonnes 5 à 9, et de les porter à la colonne 10.

L'étude du passage des rayons  $\beta$  à travers la matière présente une grande importance en ce qui concerne toute théorie sur la constitution de la matière, et plus particulièrement de l'atome. De même que les rayons  $\alpha$ , les rayons  $\beta$  traversent de part en part les atomes qu'ils

---

(<sup>1</sup>) Le même sujet a été étudié presque simultanément par M. O. von Baeyer (*Physikalische Zeitschrift*, 1912). Les résultats obtenus par cet auteur sont à peu près concordants avec les miens, au degré de précision des expériences.

rencontrent, en raison de leurs grandes vitesses. Les modifications subies par un faisceau de rayons  $\beta$  lorsqu'il traverse un écran, doivent donc nous renseigner sur les domaines intra-atomiques qu'ils ont parcourus. Ainsi, par exemple, si nous admettons que ces modifications sont dues à la présence d'électrons dans la matière, nous sommes conduits à voir dans les résultats expérimentaux obtenus ici, au sujet du ralentissement des rayons  $\beta$ , une preuve que le nombre des électrons est sensiblement le même dans un poids déterminé de matière, quelle que soit sa nature. Plusieurs travaux, portant, sur le passage à travers la matière des rayons  $\alpha$ ,  $\beta$ , et X, ont conduit déjà à une conclusion, parfaitement d'accord avec la précédente, si l'on a égard à la précision des expériences, à savoir que le nombre d'électrons contenus dans un atome est proportionnel au poids atomique.

Les résultats ici obtenus présentent encore un certain intérêt pratique au point de vue de nombreux travaux sur les rayons  $\beta$ . Ainsi qu'il apparaît d'après la colonne 11 du Tableau XI, nous voyons que les rayons  $\beta$  subissent un ralentissement d'autant plus grand qu'ils sont plus lents : un écran pesant 0<sup>g</sup>,01 par cm<sup>2</sup> produit sur le faisceau 5 une diminution relative de R  $\mathcal{R}$  de 0,077 et sur le faisceau 24 une diminution de 0,077. Je me suis servi de ces résultats pour évaluer, avec une précision bien suffisante, le ralentissement subi par les rayons  $\beta$  par suite de la traversée des parois du tube. Nous avons vu que ces parois pèsent 0<sup>g</sup>,00192 par cm<sup>2</sup>; le Tableau XII donne les résultats définitifs obtenus pour la vitesse des rayons  $\beta$ , en tenant compte de l'épaisseur des parois du tube. La première colonne contient les numéros des faisceaux les deuxième et troisième colonnes les valeurs de R  $\mathcal{R}$  obtenues avec les deux tubes; la quatrième colonne les valeurs moyennes de R  $\mathcal{R}$  calculées d'après les deux colonnes précédentes. La cinquième colonne contient

les corrections effectuées; la sixième, les valeurs définitive de  $R\mathcal{C}$ . Il est intéressant d'observer que les corrections qu'il y a lieu d'apporter aux valeurs primitivement obtenues pour  $R\mathcal{C}$  sont de 1,6 pour 100 pour les faisceaux lents et seulement de 0,13 pour 100 pour les faisceaux les plus rapides.

TABLEAU XII.

| Numéro<br>du faisceau. | $R\mathcal{C}$ . |      |          | Cor-<br>rection ( <sup>1</sup> ). | Valeur<br>définitive<br>de $R\mathcal{C}$ . |
|------------------------|------------------|------|----------|-----------------------------------|---------------------------------------------|
|                        | I.               | II.  | Moyenne. |                                   |                                             |
| 5.....                 | 1388             | 1395 | 1391     | 22                                | 1413                                        |
| 6.....                 | 1465             | 1474 | 1470     | 21                                | 1491                                        |
| 7.....                 | 1556             | 1560 | 1558     | 21                                | 1579                                        |
| 8.....                 | 1662             | 1699 | 1681     | 20                                | 1701                                        |
| 9.....                 | 1743             | 1753 | 1748     | 18                                | 1766                                        |
| 10.....                | 1806             | 1815 | 1810     | 15                                | 1826                                        |
| 11.....                | 1911             | 1925 | 1918     | 13                                | 1931                                        |
| 12.....                | 1977             | 1990 | 1983     | 12                                | 1995                                        |
| 13.....                | 2027             | 2066 | 2047     | 11                                | 2058                                        |
| 14.....                | 2222             | 2226 | 2224     | 11                                | 2235                                        |
| 15.....                | 2269             | 2280 | 2275     | 10                                | 2285                                        |
| 16.....                | 2927             | 2952 | 2939     | 8                                 | 2947                                        |
| 17.....                | 3221             | 3234 | 3227     | 8                                 | 3235                                        |
| 18.....                | 3526             |      | 3526     | 8                                 | 3534                                        |
| 19.....                | 4125             |      | 4125     | 8                                 | 4133                                        |
| 20.....                | 4780             | 4797 | 4789     | 8                                 | 4797                                        |
| 23.....                | 5165             |      | 5165     | 8                                 | 5173                                        |
| 24.....                | 5800             | 5850 | 5830     | 8                                 | 5838                                        |
| 25.....                | 6065             |      | 6065     | 8                                 | 6073                                        |

20. Attribution des rayons  $\beta$  aux divers éléments de la famille du radium. — Quelques semaines après que j'eusse publié les premiers résultats obtenus sur les

---

(<sup>1</sup>) Les nombres constituant la correction n'ont pas été calculés d'après les valeurs moyennes de la colonne 10 du Tableau XI. Je n'ai tenu compte que de la colonne 5 relative à l'aluminium, dont la densité est la plus voisine de celle du verre et j'ai tracé une courbe donnant la diminution de  $R\mathcal{C}$  en fonction de  $R\mathcal{C}$ , de manière à régulariser ces nombres.

rayons  $\beta$ , MM. Hahn, O. v. Baeyer et M<sup>lle</sup> L. Meitner firent paraître un Mémoire <sup>(1)</sup> sur le même sujet : en employant comme source radioactive un fil métallique activé dans diverses conditions, ces auteurs obtinrent les résultats rassemblés dans le Tableau XIII.

TABLEAU XIII.

| Rayons   | Attribution des rayons. |      |      |      |      |           |      |      |      |
|----------|-------------------------|------|------|------|------|-----------|------|------|------|
|          | Radium B.               |      |      |      |      | Radium C. |      |      |      |
|          | 1                       | 2    | 3    | 4    | 5    | 6         | 7    | 8    | 9    |
| Vitesse. | 0,36                    | 0,41 | 0,63 | 0,69 | 0,74 | 0,80      | 0,86 | 0,94 | 0,98 |

Ils trouvent qu'un fil recouvert de Ra B et Ra C émet neuf faisceaux dont ils attribuent les cinq premiers au Ra B et les quatre derniers au Ra C. Parmi ces faisceaux, ceux qui sont ici désignés sous les numéros 3 à 9 sont identiques aux faisceaux *forts* observés antérieurement dans cet Ouvrage, à savoir les faisceaux 3, 8, 11, 14, 16, 20, 24. Les deux premiers faisceaux du Tableau XIII sont absolument invisibles sur mes clichés; comme je les ai cherchés avec le plus grand soin, mais sans obtenir de résultat, j'ai pensé qu'ils étaient entièrement arrêtés par les parois du tube. Cette explication s'est trouvée justifiée par la suite. Mais il reste encore à expliquer pourquoi, au lieu des sept derniers faisceaux, j'en trouve 23. On pouvait être enclin à penser que certains de ces faisceaux sont dus à l'émanation ou au Ra A, ou bien qu'ils proviennent d'une action des parois de verre sur les sept faisceaux trouvés par les physiciens allemands. Une autre explication encore possible est que ces auteurs employaient un dispositif expérimental beaucoup moins sensible que le mien : ils plaçaient la plaque photographique au-dessus de la fente F, la gélatine étant tournée

---

(<sup>1</sup>) *Physikalische Zeitschrift*, 1911.

vers le bas; les faisceaux rencontrent la plaque après avoir parcouru au plus un tiers de leur trajectoire circulaire complète; ils sont donc beaucoup moins séparés les uns des autres que dans les dispositifs utilisés ici (positions II et III). C'est cette dernière manière de voir qui s'est trouvée confirmée dans les expériences que je vais maintenant décrire.

J'ai refait les expériences de Hahn, v. Baeyer et Mlle Meither avec mon appareil. La source radioactive était un fil de platine, ou d'argent, recouvert de Ra B et C; en utilisant les positions I, II et III, j'ai obtenu des clichés sur lesquels j'ai retrouvé le même spectre magnétique qu'avec les tubes d'émanation, plus quatre faisceaux nouveaux, beaucoup plus lents représentés sur la planche 9. Les radiographies obtenues dans ces conditions sont beaucoup moins nettes que celles que m'avaient données les tubes d'émanation : les plaques sont uniformément voilées, à ce point qu'il est impossible de faire des mesures sur les raies spectrales faibles; ces dernières sont tout juste assez marquées pour pouvoir être observées. J'attribue ce voile aux rayons qui proviennent du côté inférieur du fil, et qui, ayant à traverser le fil, d'un diamètre de  $0^{\text{mm}},3$ , subissent de ce fait une variation diffuse de vitesse. Afin d'obtenir des radiographies plus claires, j'ai activé, sur la face extérieure, des tubes de verre de même diamètre que les tubes antérieurement employés. L'amélioration obtenue par ce moyen pour les radiographies était très faible, parce que les nouveaux tubes actifs avaient, par raison de solidité, des parois beaucoup plus épaisses (environ  $0^{\text{mm}},03$ ) que les anciens tubes d'émanation : les faisceaux qui traversaient le tube devaient donc traverser  $0^{\text{mm}},06$  de verre, et nous avons vu qu'une épaisseur de  $0^{\text{mm}},05$  d'aluminium suffit pour rendre le spectre très peu net.

Toutes ces sources radioactives de Ra B et C étaient préparées en maintenant, pendant 2 heures, le fil ou

le tube à activer, dans un tube capillaire rempli d'émanation <sup>(1)</sup>. Après avoir retiré le fil ou le tube activés du tube d'émanation, et avant de le fixer dans la boîte A en S, j'attendais environ 20 minutes et je le passais plusieurs fois dans une flamme de bec Bunsen; de cette manière, je m'assure que la source radioactive ne contenait ni émanation qui serait restée fixée aux parois, ni Ra A, lequel, en raison de sa courte période (3 minutes, a pratiquement complètement disparu au bout de 20 minutes.

J'ai trouvé que les radiographies obtenues sont absolument indépendantes de la nature du support choisi à la substance radioactive, du moins si l'on fait les restrictions relatives à la netteté des clichés, conformément à ce qui a été dit plus haut.

Je n'ai fait le calcul de  $R\mathcal{C}$  sur les nouveaux clichés, qu'en ce qui concerne les quatre faisceaux lents que je n'avais pas observés avec les tubes d'émanation, et les faisceaux *forts* qui, seuls, étaient suffisamment nets. Le Tableau XIV prouve que les résultats obtenus ici sont tout à fait concordant avec les précédents.

TABLEAU XIV.

| Numéro<br>du faisceau. | $R\mathcal{C}$ obtenu<br>avec les tubes<br>d'émanation. | $R\mathcal{C}$ obtenu<br>avec<br>un fil activé. |
|------------------------|---------------------------------------------------------|-------------------------------------------------|
| 5.....                 | 1413                                                    | 1423                                            |
| 8.....                 | 1701                                                    | 1680                                            |
| 11.....                | 1931                                                    | 1939                                            |
| 14.....                | 2235                                                    | 2250                                            |
| 16.....                | 2947                                                    | 2947                                            |

Les quatre faisceaux lents des fils activés sont observables sur la planche XII.

---

(<sup>1</sup>) Le fil en question avait un diamètre de  $0^{\text{mm}},3$ ; le tube capillaire contenant l'émanation un diamètre intérieur de  $0^{\text{mm}},4$ .

De tout ce qui précède, je puis maintenant conclure que ni l'émanation, ni le Ra A ne possèdent de rayons  $\beta$  capables de traverser 0<sup>mm</sup>,007 de verre. Le Ra, A probablement, ne possède même pas du tout de rayons  $\beta$ , car je n'ai pas trouvé que le spectre magnétique fût en aucun point modifié, en faisant les radiographies avec des fils activés, aussitôt après les avoir retirés du tube d'émanation. Quant à l'émanation, ses rayons  $\beta$ , s'ils existent, ont certainement une vitesse inférieure à 0,50. Le Ra B et le Ra C possèdent donc au moins 27 faisceaux distincts de rayons  $\beta$ , dont les nombres caractéristiques sont rassemblés dans le Tableau XV.

Je pense qu'on peut généraliser les conclusions du travail de Hahn, v. Baeyer et M<sup>lle</sup> Meitner, en attribuant au Ra B les treize premiers faisceaux et les autres au Ra C.

TABLEAU XV.

| Numéro<br>du faisceau. | R $\mathcal{C}$<br>(cm : gauss). | Vitesse $\beta$ par rapport<br>à la vitesse<br>de la lumière. | Énergie<br>de la particule<br>$\beta \times \frac{10^{-13}}{e}$<br>(u. e. m.). |
|------------------------|----------------------------------|---------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------|
| 1.....                 | 660                              | 0,361                                                         | 0,366                                                                          |
| 2.....                 | 662                              | 0,362                                                         | 0,367                                                                          |
| 3.....                 | 766                              | 0,412                                                         | 0,492                                                                          |
| 4.....                 | 789                              | 0,422                                                         | 0,522                                                                          |
| 5.....                 | 1418                             | 0,642                                                         | 1,548                                                                          |
| 6.....                 | 1491                             | 0,660                                                         | 1,680                                                                          |
| 7.....                 | 1579                             | 0,682                                                         | 1,865                                                                          |
| 8.....                 | 1690                             | 0,706                                                         | 2,090                                                                          |
| 9.....                 | 1766                             | 0,722                                                         | 2,259                                                                          |
| 10.....                | 1825                             | 0,733                                                         | 2,390                                                                          |
| 11.....                | 1935                             | 0,753                                                         | 2,630                                                                          |
| 12.....                | 1995                             | 0,763                                                         | 2,822                                                                          |
| 13.....                | 2058                             | 0,772                                                         | 2,192                                                                          |
| 14.....                | 2242                             | 0,785                                                         | 3,350                                                                          |
| 15.....                | 2285                             | 0,803                                                         | 3,445                                                                          |
| 16.....                | 2947                             | 0,867                                                         | 5,121                                                                          |
| 17.....                | 3235                             | 0,888                                                         | 5,88                                                                           |

TABLEAU XV (*suite*).

| Numéro<br>du faisceau. | B $\mathcal{H}$<br>(cm : gauss). | Vitesse $\beta$ par rapport<br>à la vitesse<br>de la lumière. | Énergie<br>de la particule                       |
|------------------------|----------------------------------|---------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------|
|                        |                                  |                                                               | $\beta \times \frac{10^{-13}}{e}$<br>(u. e. m.). |
| 18.....                | 3534                             | 0,903                                                         | 6,68                                             |
| 19.....                | 4133                             | 0,927                                                         | 8,33                                             |
| 20.....                | 4797                             | 0,943                                                         | 10,18                                            |
| 21.....                | 4922                             | 0,945                                                         | 10,53                                            |
| 22.....                | 5047                             | 0,948                                                         | 10,89                                            |
| 23.....                | 5173                             | 0,950                                                         | 11,24                                            |
| 24.....                | 5838                             | 0,960                                                         | 11,16                                            |
| 25.....                | 6073                             | 0,964                                                         | 15,83                                            |
| 26.....                | environ 11200                    | 0,988                                                         | 28,9                                             |
| 27.....                | plus de 18100                    | 0,996                                                         | 46,2                                             |

Les deux faisceaux 21 et 22 n'ont été déterminés qu'au courant des expériences préliminaires, ainsi que les faisceaux rapides 26 et 27. Les nombres des deux premiers ont été calculés tout simplement en supposant qu'ils partagent en trois intervalles égaux l'intervalle des valeurs de  $R \mathcal{H}$  des faisceaux 20 et 23. L'aspect des clichés obtenus dans la première étude semble légitimer cette façon d'opérer : dans tous les cas, c'est la plus précise que j'ai pu trouver pour ces faisceaux particulièrement faibles et difficiles à observer. Pour les faisceaux 26 et 27, je m'en tiens aux premières observations faites.

21. *Rayons  $\beta$  des Ra D, E.* — J'ai obtenu une source radioactive constituée par les Ra D, E et le polonium, en abandonnant pendant 3 à 4 mois un fil mince de platine (0mm,3 de diamètre) dans un tube capillaire rempli d'émanation. Toutes les expériences décrites plus haut ont été refaites avec un tel fil; elles ont donné les radiographies représentées sur les planches 2 et 8. Elles mettent en évidence l'existence de cinq faisceaux

dont un, le plus rapide, diffère profondément de tous les autres faisceaux observés jusqu'à présent dans la famille du radium : il se présente comme possédant toutes les vitesses comprises entre 0,70 et 0,94 environ. Il n'est visible que sur les clichés obtenus dans la position I : il s'éparpille tellement, à mesure qu'il s'éloigne de la fente F, qu'il n'y a plus assez d'intensité par unité de surface pour donner sur la plaque des impressions visibles à quelque distance de F. Sur ces mêmes clichés, il semble y avoir des indices d'un faisceau beaucoup plus rapide, de vitesse variable comme le premier (comprise entre les limites approximatives 0,94 et 0,990. Toutefois, ces indices sont tellement faibles qu'il est nécessaire de recourir à une autre méthode pour être sûr de son existence. Ce faisceau est beaucoup moins visible que le faisceau le plus rapide du Ra C, au sujet duquel je ne peux pas non plus émettre d'opinion définitive.

En outre de ces deux faisceaux, les radiographies présentent quatre faisceaux très lents, dont les vitesses sont données sur le Tableau XVI.

TABLEAU XVI.

*Rayons  $\beta$  des Ra D et Ra E.*

| Numéro<br>du faisceau. | R.C. | $\beta$ . | Energie $\times \frac{10^{-13}}{e}$<br>(u. e. m.). |
|------------------------|------|-----------|----------------------------------------------------|
| 1.....                 | 602  | 0,342     | 0,309                                              |
| 2.....                 | 607  | 0,344     | 0,311                                              |
| 3.....                 | 718  | 0,390     | 0,435                                              |
| 4.....                 | 743  | 0,402     | 0,468                                              |
| 5.....                 | 4900 | 0,944     |                                                    |

Les quatre faisceaux 1, 2, 3, 4 sont parfaitement nets sur les radiographies obtenues dans la position III (voir planche 8). Il est extrêmement curieux de remarquer la grande analogie d'aspect entre l'ensemble de ces quatre faisceaux lents et l'ensemble des quatre faisceaux les plus lents du Ra B. J'ai calculé l'énergie des particules  $\beta$

au moyen de l'équation (2) de Lorentz

$$(2) \quad E = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

et je l'ai portée dans la dernière colonne des Tableaux XV et XVI, en la multipliant par  $\frac{10^{-13}}{e}$  (u, e, m); on trouve dans ces conditions que les différences entre les énergies des particules  $\beta$  des quatre faisceaux lents sont exactement les mêmes dans les deux cas. On a ainsi : 0,001, 0,125, 0,030 dans le cas actuel et 0,002, 0,124, 0,033 dans le cas du Ra B; aux erreurs d'expériences près, ces deux séries de différences peuvent être considérées comme identiques.

En ce qui concerne la répartition de ces faisceaux entre les Ra D et E, on peut ici encore étendre les résultats obtenus en 1911 par Hahn, v. Baeyer et M<sup>lle</sup> Meitner, et attribuer les quatre plus lents au Ra D et le plus rapide au Ra E. Le dispositif employé par ces auteurs ne donnait pas une dispersion bien grande des faisceaux, de sorte qu'ils n'ont observé que deux faisceaux lents appartenant au Ra D et de vitesses respectives 0,31 et 0,37; l'hétérogénéité du plus rapide n'apparaissait pas non plus de façon aussi nette. Il est bon de rapprocher ici l'aspect sous lequel se présente le faisceau du Ra E, du fait que la loi d'absorption de ce faisceau est une exponentielle avec une telle précision et dans des limites si grandes; nous pouvons maintenant conclure, de façon certaine, que la loi exponentielle n'est pas du tout une caractéristique des faisceaux homogènes; et cette conclusion est bien conforme aux résultats obtenus par Wilson par la méthode électrométrique (1).

---

(1) Des expériences préliminaires avaient été faites par moi et M<sup>lle</sup> I. Götz sur les rayons  $\beta$  des Ra D et E en employant un des tubes d'émanation plusieurs mois après que l'émanation y fût enfermée. Ces expériences n'ont pas permis d'observer les quatre faisceaux lents (*Le Radium*, janvier 1912).

## CHAPITRE III.

Charge des rayons  $\beta$ .

(En collaboration avec M. William Duane.)

Après avoir établi, avec une précision suffisante, la composition des rayons  $\beta$  des Ra B, C, D, E, je me suis proposé de déterminer le nombre d'électrons expulsés sous forme de particules  $\beta$  par un atome radioactif au moment de son explosion. Cette recherche a été faite en collaboration avec M. William Duane <sup>(1)</sup>, et elle constitue la dernière partie de ce travail.

22. La source radioactive que nous avons employée est une bulle d'émanation refoulée au moyen du mercure à la partie supérieure d'une sphère en verre à parois minces. Les volumes respectifs de la bulle et de la sphère sont environ  $0^{\text{mm}^3},5$  et  $14^{\text{mm}^3}$ ; la bulle se présente donc sous forme de lentille biconvexe horizontale d'environ  $1^{\text{mm}}$  de diamètre. Avant d'utiliser une telle source, nous vérifions que l'épaisseur du verre au-dessus de la bulle est assez petite pour laisser sortir tous les rayons  $\alpha$  émis verticalement vers le haut : à cet effet, nous déterminons le parcours dans l'air des rayons  $\alpha$  du Ra C formé au sein de l'émanation; avec les sources que nous avons préparées, ce parcours était supérieur à  $5^{\text{cm}}$ . Nous déterminons ensuite soigneusement la quantité d'émanation contenue dans la bulle, en comparant ses rayons  $\gamma$  à ceux d'une ampoule de radium servant d'étalon au laboratoire de M<sup>me</sup> Curie <sup>(2)</sup>.

Cette petite sphère était placée en A dans l'appareil représenté figure 8. I est un cylindre en laiton que l'on peut

---

<sup>(1)</sup> *C. R. Acad. Sc.*, 1912; *Le Radium*, 1912.

<sup>(2)</sup> Voir à ce sujet un Mémoire de M<sup>me</sup> Curie (*Journal de Physique*, 1912).

fermer d'une manière absolument étanche; il porte une tubulure par laquelle il est mis en communication avec

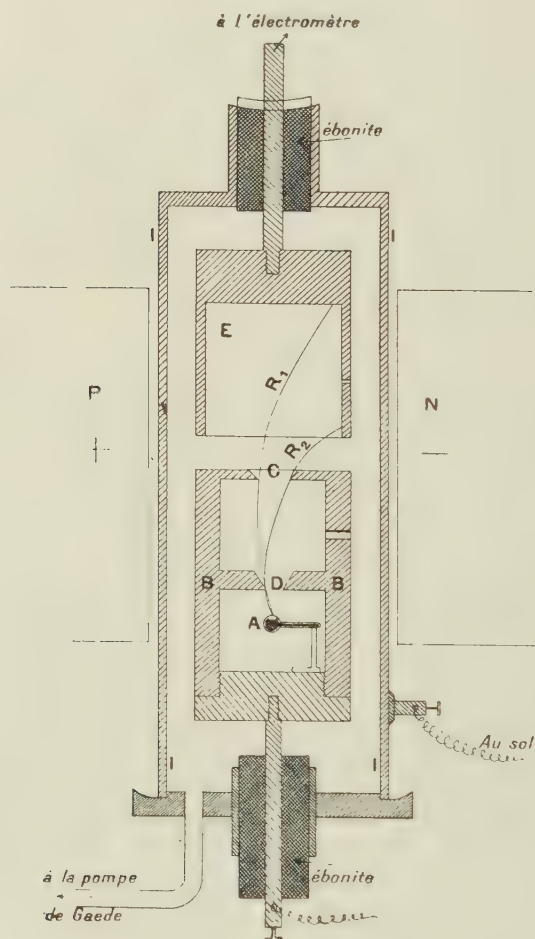


Fig. 8.

une pompe à mercure de Gaëde; enfin il est supporté entre les pièces polaires du même électro-aimant de Weiss qui a servi dans les expériences précédemment décrites :

on peut ainsi produire sur presque toute la longueur du cylindre un champ magnétique normal à l'axe et à peu près uniforme. Les deux bases de I portent des tubulures dans lesquelles sont mastiqués des bouchons isolants qui servent eux-mêmes à supporter les deux cylindres B, E de même axe que I. Le cylindre B sert à limiter un faisceau bien déterminé de rayons issus de A : à cet effet, il comporte à sa base supérieure un écran C de  $1^{\text{cm}},025$  de diamètre; un deuxième écran D de  $0^{\text{cm}},602$  de diamètre sert uniquement à arrêter la majeure partie des rayons secondaires; les distances CA et CD sont respectivement  $4^{\text{cm}},055$  et  $2^{\text{cm}},99$ , de sorte que le cône du sommet A déterminé par le bord intérieur de l'écran C est intérieur au cône de même sommet qui s'appuie sur le contour de l'écran D. De ces données géométriques, on peut déduire qu'en l'absence du champ magnétique, l'écran C laisse échapper du cylindre B une fraction des rayons produits par A, qui est égale à  $0,00400$ , dans l'hypothèse toutefois que ces rayons sont émis dans toutes les directions de l'espace d'une manière uniforme. En présence du champ magnétique, qui est ici perpendiculaire à la direction générale des rayons émis vers le haut, on sait que ceux-ci décrivent des trajectoires circulaires : il est facile de voir qu'alors le nombre  $0,00400$  ne convient qu'aux rayons dont la trajectoire a un diamètre supérieur à  $20^{\text{cm}}$ ; cette fraction diminue lorsque les trajectoires deviennent plus petites, par suite de la présence de l'écran D; elle devient nulle lorsque les trajectoires ont un diamètre égal ou inférieur à  $7^{\text{cm}},6$ . Ces deux trajectoires limites, qui ont des diamètres de  $20^{\text{cm}}$  et de  $7^{\text{cm}},6$ , sont représentées sur la figure en  $R_1$  et  $R_2$ .

Le cylindre E est destiné à recevoir les charges électriques apportées par les rayons  $\alpha$  et  $\beta$  qui sortent de l'ouverture circulaire C; il communique électriquement avec l'une des paires de quadrants d'un électromètre

et l'une des deux armatures d'une lame de quartz piézo-électrique. Cette lame ayant été soigneusement étalonnée ( $1^{\text{kg}}$  produit un déplacement électrique de 5,86 u. e. s.), on peut, grâce à ce dispositif, mesurer en valeur absolue la charge électrique reçue par E.

Les deux bases en regard des deux cylindres B et E étaient recouvertes de feuilles d'aluminium minces, de manière à réaliser des conditions bien définies en ce qui concerne les rayons secondaires, la feuille d'aluminium du cylindre E avait une épaisseur de  $0^{\text{mm}},004$ , celle qui recouvrait le haut du cylindre B avait en général la même épaisseur; pourtant on l'a remplacée parfois par des feuilles différentes, comme il sera exposé plus loin. La distance entre les feuilles était de  $0^{\text{cm}},7$ .

En l'absence de l'émanation en A, cet appareil avait un courant spontané de 0,00036 u. e. s. dont on a tenu compte pour calculer les courants observés ultérieurement (le plus petit était 0,0052 u. e. s.).

22. Les charges reçues par E peuvent être des quatre sortes suivantes: ions gazeux, rayons secondaires, rayons  $\alpha$ , rayons  $\beta$ . Pour décider comment elles doivent être réparties entre ces diverses origines, nous avons étudié les variations subies par le courant reçu par E, lorsqu'on établissait un champ électrique ou magnétique croissants.

Nous nous sommes d'abord assurés qu'on peut négliger les ions gazeux, pourvu que la pression soit inférieure à  $0^{\text{mm}},001$  de mercure (mesurée à la jauge de Mac Leod); en effet, dans ces conditions, et un champ électrique étant établi entre B et E, on trouve que le courant reçu par E est absolument indépendant de la pression lorsque l'on fait varier cette dernière de  $0^{\text{mm}},005$  de mercure aux plus basses pressions qu'il soit possible d'obtenir (notamment en utilisant le charbon de noix de coco refroidi à la température de l'air liquide).

Toutes les expériences ici décrites ont été effectuées à une pression inférieure à 0<sup>mm</sup>,0005 de mercure.

Voyons maintenant ce qui concerne les rayons secondaires; nous désignons ainsi les électrons lents expulsés hors des surfaces matérielles sous l'action des rayons  $\alpha, \beta, \gamma$ . Nous pouvons obtenir un premier renseignement à leur sujet en portant le cylindre B à des potentiels croissants positifs ou négatifs, le champ magnétique étant nul. On obtient ainsi les courbes (fig. 9) dans lesquelles le courant électrique est porté en ordonnées et le potentiel de B en abscisses. Nous observons de suite que pour les deux signes du potentiel le courant est rapidement

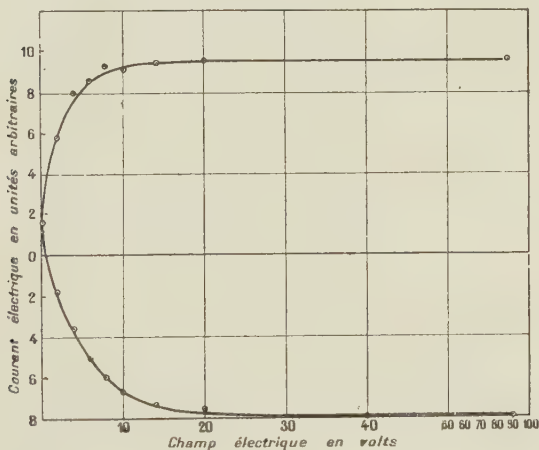


Fig. 9.

saturé, le courant négatif vers 40 volts et le courant positif vers 20 volts. Si l'on admet que 40 volts suffisent pour arrêter les rayons secondaires les plus rapides, il est facile de calculer leur vitesse en utilisant la relation

$$\frac{1}{2} m v^2 = V e.$$

En faisant

$$\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^7 \text{ u. e. m.}, \quad V = 4 \cdot 10^9 \text{ u. e. m.},$$

on trouve

$$v = 3,7 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Ce résultat est bien d'accord avec un travail déjà ancien de M. Duane <sup>(1)</sup>.

Si, maintenant, B étant au sol, on établit un champ magnétique croissant, il arrivera un moment où les rayons secondaires produits sur les feuilles d'aluminium qui recouvrent B et E ne pourront plus quitter définitivement ces cylindres. Une valeur approchée de ce champ peut être déduite de la valeur trouvée ci-dessus pour la vitesse maxima de ces rayons. On a en effet

$$R\mathcal{H} = \frac{m}{e} v;$$

en faisant

$$R = 0,35; \quad v = 3,7 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}},$$

on trouve

$$\mathcal{H} = 60 \text{ gauss.}$$

A partir d'un champ voisin de 60 gauss, on peut donc penser que la charge reçue par B appartient en entier aux rayons  $\alpha$  et  $\beta$ .

Nous avons reproduit (fig. 10, I) la courbe du courant reçue par E en fonction du champ magnétique. On voit qu'au début le courant décroît rapidement jusqu'à environ 70 gauss, puis après avoir passé par un minimum assez étalé il croît à partir de 120 gauss pour atteindre une valeur de saturation vers 3000 gauss et cette dernière

---

(1) DUANE, *Le Radium*, 1908; *C. R. Acad. Sc.*, 1908; *Science*, 1908.

valeur se maintient constante jusqu'aux champs les plus intenses que l'on puisse réaliser (8000 gauss).

Pour interpréter cette courbe, nous admettons que la décroissance initiale du courant est due à l'élimination progressive des rayons secondaires; de 70 à 120 gauss,

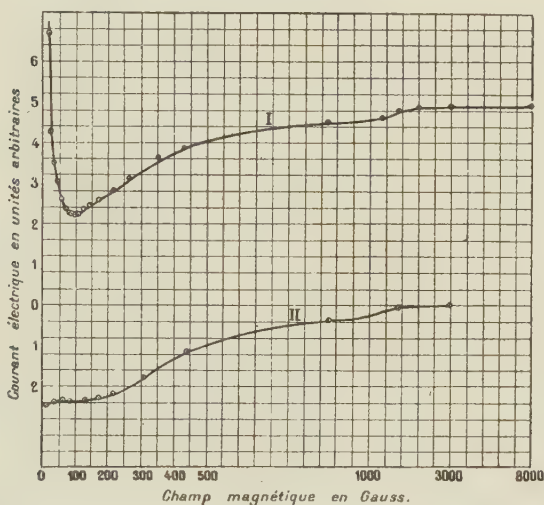


Fig. 10.

le cylindre ne reçoit sensiblement que les rayons  $\alpha$  et  $\beta$  et en quantité à peu près constante. A partir de 120 gauss, les rayons  $\beta$ , à leur tour, sont progressivement arrêtés, et pour des champs supérieurs à 3000 gauss, le cylindre E ne reçoit plus que des rayons  $\alpha$ .

Cette manière de voir est en harmonie avec les considérations suivantes : tout d'abord on peut se demander quelle est la vitesse minima des rayons  $\beta$  qui sortent de la source; pour la calculer, il suffit d'appliquer la

(<sup>1</sup>) En raison des dimensions un peu grandes de la source (1<sup>mm</sup> de diamètre), cette partie qui devrait théoriquement être une ligne droite, est en réalité une courbe qui se raccorde avec le reste de la courbe.

formule de Lorentz

$$\mathcal{H}R = \frac{m_0 v}{e} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

et d'y faire

$$R = 10 \text{ cm}, \quad c = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}, \quad \mathcal{H} = 120,$$

On trouve ainsi

$$v = 1,74 \cdot 10^{10}.$$

Ce résultat concorde avec le nombre obtenu dans ce travail pour la vitesse des rayons  $\alpha$  les plus lents qui sortent d'un tube d'émanation (cette vitesse est  $1,8 \cdot 10^{10}$ ).

Nous retrouvons donc ce fait que les quatre faisceaux plus lents ne sortent pas de notre source en quantité appréciable.

Afin de nous assurer que la charge reçue par E en présence de champs magnétiques intenses, tels que 8000 gauss, est due uniquement aux rayons  $\alpha$ , nous avons remplacé la feuille d'aluminium de  $0^{\text{mm}},004$  par une autre de  $0^{\text{mm}},048$  de manière que tous les rayons  $\alpha$  fussent arrêtés. Nous avons obtenu dans ces conditions la courbe II (fig. 9) : le courant reçu par E est constamment négatif; sa valeur de saturation est rigoureusement nulle, de sorte que la vérification cherchée est faite. Une particularité intéressante de cette courbe est que la grande descente initiale de la courbe I est remplacée ici par un palier sensiblement constant; nous en avons déduit que les rayons secondaires observés antérieurement étaient dus principalement aux rayons  $\alpha$ , et nous nous sommes assuré encore d'une autre manière en portant le cylindre B à des potentiels  $+80$  et  $-88$  volts (le champ magnétique étant nul); nous avons trouvé des courants respectifs de  $-1,91$  et  $-2,14$  (g : s), alors que B étant au sol le courant était  $-1,93$ . Ces nombres prouvent que l'ensemble des rayons  $\beta$  et  $\gamma$  ne produit de rayons secon-

dares qu'en quantité insignifiante par rapport à ce que donnent les rayons  $\alpha$ .

Nous avons voulu nous assurer ensuite que tous les rayons  $\alpha$  émis par l'émanation et les Ra A et Ra C parviennent au cylindre E; la seule raison pour qu'il n'en soit pas ainsi est que l'enveloppe de verre de la source peut ne pas avoir une épaisseur uniforme. Pour vérifier que cette cause d'erreur n'intervient pas ici, nous avons recherché si la charge positive reçue par E en présence de 8000 gauss change lorsqu'on enlève la feuille d'aluminium de 0<sup>mm</sup>,004 qui recouvre le cylindre B, ou qu'on la remplace par une feuille battue. A ce sujet, les nombres du Tableau XVII montrent que la présence de ces feuilles ou leur absence n'a aucune influence sur la charge trouvée.

Un autre argument contre une telle objection est dans ce fait que le courant positif reste constant pour des champs croissants de 3000 à 8000 gauss : cela indique que les rayons  $\alpha$  qui s'échappent de l'enveloppe de verre ont une vitesse d'au moins  $4,10,10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ .

Enfin il est intéressant de signaler qu'en présence d'un champ puissant (par exemple 8000 gauss), le courant positif est très peu modifié par la production additionnelle d'un champ électrique : par exemple, en portant B au potentiel +2 volts, on augmente le courant de 2,5 pour 100; un potentiel de -2 volts produit une diminution de 0,8 pour 100. En élevant le potentiel de B de plus en plus, on s'écarte de plus en plus de la valeur du courant relative au potentiel 0, sans pouvoir arriver à la saturation. Pour un potentiel de +88 volts l'écart, à partir de la valeur relative au potentiel 0, est de 8 pour 100. De plus, les potentiels positifs produisent un écart plus grand que les potentiels négatifs.

Nous avons finalement pris pour charge des rayons  $\alpha$ , la charge reçue par E en présence d'un champ de 8000 gauss, le cylindre B étant au sol. La charge des rayons  $\beta$  s'obtenait alors en prenant la différence entre

celle des rayons  $\alpha$  et le minimum de la courbe I (*fig. 9*).

Nous avons voulu nous rendre compte si nos résultats n'étaient pas faussés par la présence de la surface de mercure au voisinage immédiat de l'émanation ; pour cela nous avons préparé une source ne contenant pas du tout de mercure ; les charges des rayons  $\alpha$  et  $\beta$  étaient alors mesurées en l'absence, puis en la présence d'une lame de laiton de 1<sup>mm</sup> d'épaisseur qu'on pouvait placer au-dessous de la sphère à environ 1<sup>mm</sup> d'elle. Il s'est trouvé que la lame de laiton ne change pas, dans la limite des erreurs expérimentales, la valeur de la charge des rayons  $\alpha$  ; au contraire, elle augmente la charge des rayons  $\beta$  dans le rapport 1,22. Nous estimons que ce nombre donne l'ordre de grandeur de la correction nécessitée par la présence du mercure.

24. Le Tableau XVII contient les résultats numériques obtenus dans deux séries d'expériences, faites avec deux sources différentes.

TABLEAU XVII.

| Date.<br>—<br>Jour<br>et heure.                                         | Épaisseur<br>des<br>feuilles<br>(curie). | Émana-<br>tion<br>(curie). | Charge<br>par<br>seconde<br>(curie). | Courant<br>par<br>curie<br>(u. e. s.). | Rapport<br>entre les<br>charges<br>— et +. |
|-------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------|----------------------------|--------------------------------------|----------------------------------------|--------------------------------------------|
| <i>Expérience I (juillet).</i> — Fraction des rayons mesurée : 0,00400. |                                          |                            |                                      |                                        |                                            |
| 1. 3                                                                    | 2.                                       | 3.                         | 4.                                   | 5.                                     | 6.                                         |
| 20-22                                                                   | Rien                                     | 0,0623                     | 0,0217                               | 0,349                                  | 0,53                                       |
| 20-24                                                                   | Rien                                     | 0,0604                     | 0,0215                               | 0,356                                  | 0,54                                       |
| 21-10                                                                   | Rien                                     | 0,0562                     | 0,0207                               | 0,369                                  | 0,54                                       |
| 22-18                                                                   | Battue                                   | 0,0441                     | 0,0163                               | 0,370                                  | 0,63                                       |
| 23-10                                                                   | Battue                                   | 0,0391                     | 0,0142                               | 0,364                                  | 0,64                                       |
| 23-14 $\frac{1}{2}$                                                     | Rien                                     | 0,0379                     | 0,0138                               | 0,364                                  | 0,60                                       |
| 23-16                                                                   | 0,004                                    | 0,0365                     | 0,0134                               | 0,367                                  | 0,60                                       |
| 24-14 $\frac{1}{2}$                                                     | 0,004                                    | 0,0314                     | 0,0112                               | 0,357                                  | 0,67                                       |
| 24-16 $\frac{1}{2}$                                                     | Rien                                     | 0,0311                     | 0,0112                               | 0,360                                  | 0,61                                       |
| 25-10                                                                   | Rien                                     | 0,0273                     | 0,00985                              | 0,361                                  | 0,58                                       |
| 25-16                                                                   | 0,004                                    | 0,0261                     | 0,00945                              | 0,362                                  | 0,71                                       |
| 25-18                                                                   | 0,004                                    | 0,0257                     | 0,00935                              | 0,364                                  | 0,73                                       |
| 26-0                                                                    | Battue                                   | 0,0246                     | 0,00860                              | 0,350                                  | 0,63                                       |
| 26-10                                                                   | Battue                                   | 0,0228                     | 0,00795                              | 0,349                                  | 0,60                                       |

TABLEAU XVII (*suite*).

| Date.<br>—<br>Jour<br>et heure.                                       | Épaisseur<br>des<br>feuilles<br>(curie). | Émana-<br>tion<br>(curie). | Charge<br>par<br>seconde<br>(curie). | Courant<br>par<br>curie<br>(u. e. s.). | Rapport<br>entre les<br>charges<br>— et +. |
|-----------------------------------------------------------------------|------------------------------------------|----------------------------|--------------------------------------|----------------------------------------|--------------------------------------------|
| <i>Expérience II (août).</i> — Fraction des rayons mesurée : 0,00400. |                                          |                            |                                      |                                        |                                            |
| 7.                                                                    | 8.                                       | 9.                         | 10.                                  | 11.                                    | 12.                                        |
| 3-17                                                                  | Battue                                   | 0,0465                     | 0,0178                               | 0,383                                  | 0,65                                       |
| 3-22 $\frac{1}{2}$                                                    | 0,004                                    | 0,0446                     | 0,0167                               | 0,374                                  | 0,66                                       |
| 4-10                                                                  | 0,004                                    | 0,0409                     | 0,0148                               | 0,362                                  | 0,66                                       |
| 4-18                                                                  | Rien                                     | 0,0386                     | 0,0136                               | 0,352                                  | 0,57                                       |
| 5-11 $\frac{1}{2}$                                                    | Rien                                     | 0,0338                     | 0,0120                               | 0,355                                  | 0,54                                       |
| 5-20                                                                  | 0,004                                    | 0,0317                     | 0,0119                               | 0,375                                  | 0,69                                       |
| 6-17 $\frac{1}{2}$                                                    | 0,004                                    | 0,0269                     | 0,0100                               | 0,372                                  | 0,67                                       |
| 6-22 $\frac{1}{2}$                                                    | Battue                                   | 0,0259                     | 0,00980                              | 0,377                                  | 0,70                                       |
| 7-11 $\frac{1}{2}$                                                    | Battue                                   | 0,0237                     | 0,00870                              | 0,367                                  | 0,68                                       |
| 7-18                                                                  | Battue                                   | 0,0223                     | 0,00800                              | 0,358                                  | 0,67                                       |
| 8-11 $\frac{1}{2}$                                                    | Battue                                   | 0,0198                     | 0,00685                              | 0,346                                  | 0,66                                       |
| 8-18                                                                  | Battue                                   | 0,0188                     | 0,00660                              | 0,351                                  | 0,63                                       |
| 9-14 $\frac{1}{2}$                                                    | Battue                                   | 0,0161                     | 0,00610                              | 0,378                                  | 0,65                                       |
| 10-11 $\frac{1}{2}$                                                   | Battue                                   | 0,0137                     | 0,00525                              | 0,383                                  | 0,66                                       |

Les colonnes 3 et 9 représentent les quantités d'émanation présentes dans la bulle au moment des mesures, dont les dates sont données aux colonnes 1 et 17.

Ces quantités d'émanation ont été calculées en utilisant le nombre fourni par la comparaison de la bulle avec l'ampoule de radium étalon, et en prenant pour constante radioactive de l'émanation  $\lambda = 0,0075$  heure<sup>-1</sup>.

Les colonnes 4 et 10 contiennent les charges observées pour les rayons  $\alpha$ , comme il a été expliqué plus haut.

Les colonnes 5 et 11 ont été obtenues en divisant les nombres des colonnes 4 et 10 respectivement par ceux des colonnes 3 et 9; elles contiennent donc les nombres trouvés pour la charge des rayons  $\alpha$  émis par 1 curie d'émanation à l'intérieur de l'écran C; la valeur moyenne de la colonne 5 est 0,359; celle des nombres de la colonne 11 est 0,366, soit 2 pour 100 plus grande. Nous avons pris la

moyenne de ces deux nombres, soit 0,363, et comme la fraction des rayons utilisés est 0,00400, il en résulte que la charge des rayons  $\alpha$  produits par 1 curie d'émanation en équilibre avec les Ra A, B, C, est 90,8 u. e. s. Ce nombre est égal à 4 pour 100 près à trois fois le nombre 31,6 trouvé par Rutherford et Geiger <sup>(1)</sup> pour les rayons  $\alpha$  du RaC seul.

Plusieurs constantes importantes peuvent être déduites de ce nombre :

1° Le volume  $v$  d'hélium dégagé par seconde par 1<sup>g</sup> de radium en équilibre avec l'émanation et les Ra A, B, C. Il suffit pour cela de connaître le produit  $Ne$  du nombre de molécules contenues dans 1<sup>cm</sup><sup>3</sup> de gaz, par la charge élémentaire. On a en effet

$$v \cdot 2Ne = \frac{4}{3} 90,8;$$

en faisant

$$Ne = 1,22 \cdot 10^{10} \text{ u. e. s.}$$

on trouve

$$v = 4,96 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ à } 15^\circ \text{ et } 760^{\text{mm}} \text{ de mercure.}$$

On déduit de là que, par an 1<sup>g</sup> de radium dégage 157<sup>mm</sup><sup>3</sup> d'hélium. Ce nombre est plus petit que celui qu'ont obtenu directement Boltwood et Rutherford <sup>(2)</sup> 156<sup>mm</sup><sup>3</sup> à 0°, soit 164<sup>mm</sup><sup>3</sup>,7 à 15° et 760<sup>mm</sup>.

2° Le volume  $V$  de l'émanation en équilibre avec 1<sup>g</sup> de radium,  $\lambda$  étant la constante de l'émanation, on a

$$\frac{v}{\lambda} = \lambda V;$$

en prenant

$$\lambda = 2,085 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1},$$

on trouve

$$V = 0,59^{\text{mm}} \text{ à } 15^\circ \text{ et } 760^{\text{mm}}.$$

<sup>(1)</sup> *Jahr. der Rad. und Elektr.*, 1908. Voir la note <sup>(2)</sup>, p. 77.

<sup>(2)</sup> *Sitz. Ber. Akad. Wiss in Wien*, mars 1911.

La valeur moyenne trouvée pour ce nombre par d'autres expérimentateurs est  $0,60^{\text{mm}}$ , les nombres particuliers allant de  $0,52$  à  $0,66$ .

3° En tenant compte du poids atomique du radium ( $226$ ), on peut encore calculer la constante de temps  $\lambda_{\text{Ra}}$  de ce dernier. On a en effet

$$\lambda_{\text{Ra}} = \frac{\nu}{4} \cdot 226 \cdot \frac{0,08995}{2} \cdot \frac{273}{288} \cdot 10^{-3},$$

$0,08995 \cdot 10^{-3}$  étant la densité de l'hydrogène à  $0^\circ$  et  $760$  d'où l'on tire finalement

$$\lambda_{\text{Ra}} = 1,19 \cdot 10^{-11} \text{ sec}^{-1},$$

ce qui signifie que la diminution de moitié se produit en  $1845$  ans. M. Boltwood <sup>(1)</sup> trouve pour cette constante la valeur de  $2000$  ans. Rutherford et Geiger concluent de leurs expériences sur le nombre de particules  $\alpha$  au nombre  $1850$  <sup>(2)</sup>.

4° Enfin en ce qui concerne les rayons  $\beta$ , les colonnes 6 et 12 donnent le rapport de la charge des rayons  $\beta$  à la charge des rayons  $\alpha$ . La valeur moyenne de ces nombres est  $0,63$ ; en divisant ce nombre par  $1,22$ , pour tenir compte de la présence du mercure, on trouve  $0,52$ . Ce résultat signifie qu'il s'échappe de la source environ autant de particules  $\beta$  que de particules  $\alpha$  (les particules  $\beta$  ayant une charge deux fois plus petite que les particules  $\alpha$ ).

Si l'on considère qu'une partie notable des particules  $\beta$  reste emprisonnée dans la bulle, on peut en déduire que

<sup>(1)</sup> *Amer. Journ. Sci.*, t. XXV, 1908, p. 493.

<sup>(2)</sup> *Proc. Roy. Soc., A*, t. LXXXI, 1908, p. 162. Le nombre qui découle effectivement de ce travail est  $1760$  ans : dans son Livre récent *Radioactive substances* (1913), M. Rutherford laisse entendre (p. 459) que le nombre  $1760$  est trop petit par suite d'une erreur sur l'ampoule étalon de radium dont il se servait; le nombre  $1850$  a été calculé en utilisant comme étalon une ampoule préparée par M. Hönig Schmidt. La concordance entre nos expériences et celle de M. Rutherford et Geiger est donc meilleure qu'il n'apparaît page 76.

pour trois particules  $\alpha$ , l'émanation en équilibre avec la radioactivité induite émet de trois à quatre particules  $\beta$ .

Dans un Mémoire <sup>(1)</sup> paru simultanément avec le nôtre <sup>(2)</sup>, M. Moseley conclut que les Ra B et C émettent une particule  $\beta$  par atome, ce qui représente une grande différence avec notre résultat (pour une particule  $\alpha$  du Ra C, cela ferait deux particules  $\beta$ , au lieu de trois au moins que nous avons observées). On peut expliquer ce désaccord par la façon dont M. Moseley tient compte des rayons secondaires lents et surtout par le fait que, dans son dispositif expérimental, les rayons  $\beta$  doivent traverser, avant d'être mesurés, un écran capable d'absorber complètement les rayons  $\alpha$  : il en résulte la nécessité de faire une correction très appréciable (environ un cinquième du nombre total), et très difficile à évaluer.

25. Pour interpréter le fait qu'un si grand nombre de faisceaux distincts de rayons  $\beta$  sont produits par un petit nombre d'électrons, M. E. Rutherford a proposé une théorie, dont je reproduirai les points principaux <sup>(3)</sup>. D'après ce physicien, les particules  $\beta$  d'un élément radioactif donné seraient lancées, au sein des atomes, avec une vitesse déterminée, qui serait la même pour tous les atomes. En traversant les couches superficielles de l'atome dont elle provient, la particule  $\beta$  subirait un ralentissement; M. Rutherford admet que la particule, émise par les régions profondes de l'atome, pourrait se présenter à ces couches superficielles de diverses manières; il en résulterait que les ralentissements produits ne seraient pas tous identiques : de là viendrait le grand nombre de faisceaux des Ra B et C. L'énergie perdue par les

---

<sup>(1)</sup> *Proc. Roy. Soc.*, 1912.

<sup>(2)</sup> *C. R. Acad. Sc.*, 1912.

<sup>(3)</sup> *Le Radium*, 1912.

particules  $\beta$ , par suite de ces ralentissements, serait, d'après M. Rutherford, la source des rayons  $\gamma$ .

Cette théorie a encore besoin, pour pouvoir être admise définitivement, d'être confirmée par l'expérience. Quelques faits semblent déjà l'appuyer : en premier lieu, on trouve que les rayons  $\gamma$  n'apparaissent jamais dans les transformations radioactives sans qu'il y ait de rayons  $\beta$ ; en second lieu, ainsi que cela résulte qualitativement de l'aspect de mes radiographies, on doit s'attendre à ce que les rayons de vitesses moyennes soient les plus intenses; si l'on compte les ralentissements à partir de la vitesse du faisceau n° 25, comme le fait Rutherford, on trouve que l'énergie des rayons  $\gamma$  doit être du même ordre de grandeur que celle des rayons  $\beta$  : or c'est précisément ce qui résulte d'un travail récent de Rutherford et Robinson <sup>(1)</sup>.

### CONCLUSION GÉNÉRALE.

26. Les résultats essentiels obtenus au courant de ce travail peuvent se résumer dans les quelques lignes suivantes :

1° Les Ra B et C émettent au moins 27 faisceaux distincts de rayons  $\beta$ ; les vitesses des 25 plus lents sont parfaitement définies, elles ont pu être déterminées avec une précision d'environ 1 pour 100. Les deux plus rapides faisceaux sont moins bien connus; le plus rapide posséderait la vitesse la plus considérable qu'on ait pu observer jusqu'à présent sur des particules matérielles (99,8 pour 100 de la vitesse de lumière).

2° L'émanation n'émet aucun faisceau capable de traverser une épaisseur de verre de 0<sup>mm</sup>,01. Le Ra A n'émet pas de rayons  $\beta$ .

---

(1) *Phil. Mag.*, 1913, p. 312.

3° Le Ra D émet 4 faisceaux de rayons  $\beta$  de vitesses bien définies; le Ra E émet un faisceau non homogène.

4° Le ralentissement produit par la traversée de la matière sur un faisceau donné ne dépend, en première approximation, que du poids par centimètre carré de l'écran traversé et non de sa nature. Ce ralentissement, pour un écran donné, est beaucoup plus considérable pour les rayons lents que pour les rayons rapides.<sup>6</sup>

5° Aux Ra B et C en équilibre avec l'émanation, il revient de trois à quatre particules  $\beta$  pour une particule  $\alpha$ , du RaC, c'est-à-dire que 1 atome de RaB ou C ne peut émettre plus de 2 particules  $\beta$ .

Le fait qu'un si grand nombre de faisceaux est produit par un petit nombre d'électrons (au plus quatre) conduit à une remarque intéressante. On ne peut admettre en effet l'existence d'autant d'éléments radioactifs différents qu'il y a de faisceaux : dans l'hypothèse où ces éléments se succéderaient suivant une seule suite de transformations on devrait observer que les divers faisceaux transportent, tous le même nombre d'électrons, et l'on a vu que ce n'est pas le cas. On est donc obligé de conclure que les atomes d'un même élément radioactif sont différents les uns des autres, l'énergie avec laquelle ils expulsent leurs particules  $\beta$  pouvant varier dans le rapport de 16 à 3, dans le cas du Ra C.

*Vu et approuvé :*

Paris, le 23 mai 1913.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL APPELL.

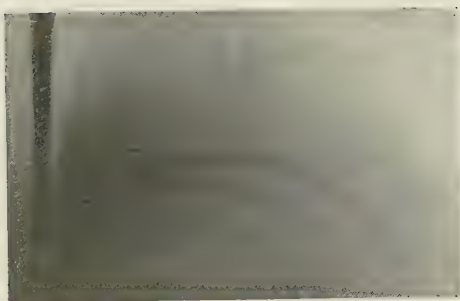
*Vu et permis d'imprimer :*

Paris, le 23 mai 1913.

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

L. LIARD.

---



1.



2.

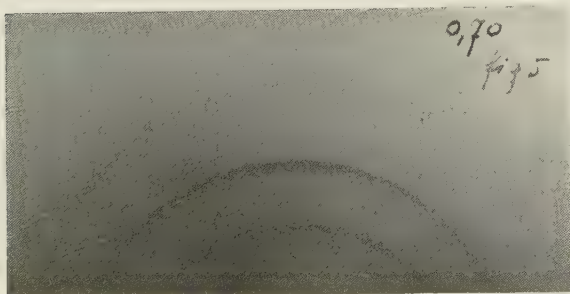


3.

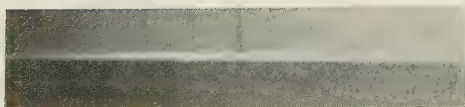




4.



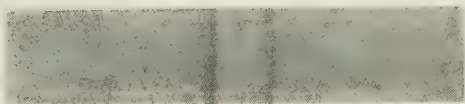
5.



6.



7



8.



9



---

## TABLE DES MATIÈRES.

---

|                        | Pages. |
|------------------------|--------|
| AVANT-PROPOS.....      | 1      |
| INTRODUCTION .....     | 6      |
| Méthodes d'étude.....  | 6      |
| Résultats obtenus..... | 9      |

### CHAPITRE I.

|                                               |    |
|-----------------------------------------------|----|
| Constitution de la source radioactive .....   | 24 |
| Description de l'appareil employé.....        | 33 |
| Description du spectre magnétique obtenu..... | 38 |

### CHAPITRE II.

|                                                      |    |
|------------------------------------------------------|----|
| Détermination précise de la vitesse des rayons ..... | 44 |
| Ralentissement des rayons par la matière.....        | 49 |
| Attribution des rayons avec $R_c$ B et C.....        | 57 |
| Rayons des $R_c$ D et E.....                         | 62 |

### CHAPITRE III.

|                                             |    |
|---------------------------------------------|----|
| Charge des rayons $\alpha$ et $\beta$ ..... | 65 |
| CONCLUSION .....                            | 79 |





---

## SECONDE THÈSE.

---

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

---

État actuel de la classification de Mendeleef; la place  
des éléments radioactifs dans cette classification.

*Vu et approuvé :*

Paris, le 23 mai 1913.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL APPELL.

*Vu et permis d'imprimer*

Paris, le 23 mai 1913.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

L. LIARD.

